



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

Centro de Astronomía y Astrofísica

Dos contribuciones al estudio del  
gas interestelar denso en la Galaxia

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADEMICO DE

DOCTOR EN CIENCIAS

P R E S E N T A

Mónica Ivette Rodríguez Martínez



Asesor: Dr. Laurent Loinard

Co-asesor: Dr. Tommy Wiklind



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

# Agradecimientos

It is a pleasure to express my gratitude to all the persons that directly or indirectly have contributed to the completion of this research.

In the first place I would like to thank Dr. Laurent Loinard for his supervision, support, and useful suggestions throughout this research work. I really appreciate his endless patience and cordiality.

Many thanks go in particular to Dr. Ron Allen and Dr. Tommy Wiklind for their valuable advice in science discussion and supervision. I am very grateful for their assistance and kindness during my stay in US.

I will be always indebted to Dr. Mariana Kirchbach for her support and encouragement from the very early stage of my scientific formation.

I would like to mention that this thesis was carried out thanks to the financial support of the Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), and the Dirección General de Posgrado de la Universidad Nacional Autónoma de México (DGEP-UNAM) and the Graduate Research Assistantship program of the Space Telescope Science Institute.

También me gustaría agradecer a el personal del CRyA en general. A mis profesores por todos sus consejos y enseñanzas. También a los estudiantes y administrativos por su amabilidad.

Muchas gracias a mi familia, en especial a mi mamá y hermanos por ser siempre mi fuente de apoyo y de voluntad para salir adelante. También quiero mostrar mi agradecimiento a todos mis amigos por todos los buenos ratos que hemos pasado que hacen el tiempo más agradable.

Mis más profundas gracias son para mi esposo, Alfredo, por todo su cariño, atención, comprensión y paciencia en todo momento.

*Para Alfredo y mi familia con cariño*

# Índice general

<b>1. Medio Interestelar</b>	<b>1</b>
1.1. Componentes del Medio Interestelar . . . . .	1
1.2. Gas Molecular . . . . .	3
1.2.1. Formación de las moléculas . . . . .	3
1.2.2. Transiciones moleculares . . . . .	6
1.2.3. La molécula de CO . . . . .	8
1.2.4. Moléculas trazadoras de gas denso . . . . .	9
<b>2. Radioastronomía</b>	<b>11</b>
2.1. Antena Simple . . . . .	12
2.1.1. Potencia del patrón de interferencia . . . . .	12
2.1.2. Resolución angular . . . . .	16
2.1.3. Radiotelescopio del Observatorio de Onsala . . . . .	17
2.2. Interferometría . . . . .	18
2.2.1. Función de Coherencia mutua . . . . .	19
2.2.2. Interferómetro de dos elementos . . . . .	20
2.2.3. El telescopio de síntesis del radio observatorio de Dominio . . . . .	23
<b>I Sondeo de H<sub>2</sub>CO en regiones Galácticas</b>	<b>25</b>
<b>3. La molécula de formaldehído</b>	<b>27</b>
3.1. Estudio del Formaldehído . . . . .	27
3.2. H <sub>2</sub> CO como trazador de gas molecular . . . . .	29
<b>4. Anticentro Galáctico</b>	<b>31</b>
4.1. Resumen en Español . . . . .	31
4.2. Artículo en Inglés . . . . .	33
<b>5. La región de formación estelar L1204/S140</b>	<b>43</b>
5.1. Resumen en Español . . . . .	43
5.2. Artículo en Inglés . . . . .	45

<b>II Correlación entre la emisión del lejano infrarrojo y el radio continuo</b>	<b>55</b>
<b>6. Relación entre la emisión del infrarrojo lejano y el radio continuo</b>	<b>57</b>
6.1. Componentes de la correlación FIR-RC . . . . .	58
6.2. Estudios observacionales de la correlación FIR-RC . . . . .	60
6.3. Estudios teóricos de la correlación FIR-RC . . . . .	60
<b>7. La correlación entre la emisión FIR-RC en la Galaxia a pequeñas escalas</b>	<b>65</b>
7.1. Resumen en Español . . . . .	65
7.2. Artículo en Inglés . . . . .	67
<b>8. Conclusiones Generales</b>	<b>115</b>

## Resumen

Esta tesis presenta un estudio sobre el Medio Interestelar (MIE) en la Galaxia. Los fundamentos del MIE se exponen brevemente en el Capítulo 1. El Capítulo 2 describe las técnicas de la radioastronomía, y cuáles fueron el tipo de observaciones usadas en esta tesis.

El proyecto principal de esta investigación fue dividido en dos partes. En la primera parte se presenta un estudio del MIE molecular Galáctico a través de observaciones del formaldehído ( $\text{H}_2\text{CO}$ ). El gas molecular es comúnmente estudiado usando la línea de emisión  $\text{CO}(1-0)$ . Pero se sabe que esta línea es ópticamente gruesa, por lo que se espera que su intensidad aumente con la temperatura del gas emisor, mostrando así un sesgo hacia regiones calientes. Por otro lado, debido a colisiones con partículas neutras, la temperatura de excitación de la transición  $1_{10} \rightarrow 1_{11}$  del formaldehído es menor a 2.7 K (Townes & Cheung 1969), lo cual permite que esta transición se observe en absorción contra el fondo de microondas cósmico (CMB; Snyder et al. 1969). Esto convierte al formaldehído en un trazador potencial de gas molecular frío. A fin de explorar este potencial, se llevaron a cabo observaciones con largos tiempos de integración, usando el radio telescopio de 25 m de Onsala en Suecia. Las observaciones se hicieron hacia el anticentro Galáctico y la región L1204/S140. El Capítulo 4 presenta los resultados del sondeo del  $\text{H}_2\text{CO}$  realizado hacia el anticentro Galáctico en el artículo “Anomalous  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption toward the galactic anticenter: A blind search for dense molecular clouds”. Este sondeo cubre franjas de latitud galáctica en el rango  $-1^\circ \leq b \leq +1^\circ$  para varias longitudes galácticas dentro de la región  $170^\circ \leq l \leq 190^\circ$ . Se detectó absorción del formaldehído en  $\approx 10\%$  de las posiciones observadas. Las observaciones hacia la región L1204/S140 se muestran en el artículo “A comparison between anomalous 6 cm  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption and  $\text{CO}(1-0)$  emission in the L1404/S140 region”, presentado en el Capítulo 5. La región observada incluye el arco de emisión  $\text{H}\alpha$ . Comparando la absorción del  $\text{H}_2\text{CO}$  con la emisión del  $\text{CO}(1-0)$ , se encontró que existía una correlación entre el  $\text{H}_2\text{CO}$  y el  $\text{CO}(1-0)$ . Sin embargo la dispersión en esta correlación es mayor que los errores medidos, indicando diferencias al nivel de resolución lineal de las observaciones. Estas diferencias resultan de las distintas características de excitación, energía de fotodisociación y de la diferencia de abundancia de cada molécula.

La segunda parte del proyecto, se enfoca al estudio de la correlación radio continuo (RC) – infrarrojo lejano (FIR) a escalas que corresponden al tamaño de las nubes moleculares. La existencia de la relación entre el radio continuo y el infrarrojo fue inferida por primera vez hace más de 30 años (van der Kruit 1971, 1973). Con el sondeo de IRAS se demostró lo universal y marcada que es esta relación, la cual se observa en galaxias de diferentes tipos de Hubble cubriendo luminosidades de hasta 4 órdenes de magnitud (de Jong et al. 1985, Helou, Soifer, & Rowan-Rowison 1985). Dado que ambos tipos de emisión parecen estar directamente relacionados con formación estelar, la interpretación estandar de la correlación

FIR-RC es que la emisión de radio y de infrarrojo trazan regiones de formación de estrellas de alta masa. En ese esquema, la emisión infrarroja se debe al polvo calentado por estrellas masivas cercanas. Las estrellas masivas también producen los fotones ionizantes responsables de la radio emisión térmica. Cuando estas estrellas explotan como supernovas, aceleran los electrones que producirán la radio emisión no-térmica (sincrotrón). Esto sugiere que la relación es solamente global y que debería romperse a escalas menores que unos cientos de parsecs. Boulanger & Perault (1988) fueron los primeros en estudiar la correlación FIR-RC en nuestra Galaxia. Ellos concluyeron que, de hecho, esta correlación se rompe a escalas de 100 parsecs. Sin embargo, solo consideraron la Vecindad Solar y la nebulosa de Orión. La segunda parte de esta tesis fue planeada para expandir el trabajo de Boulanger & Perault (1988) por medio de la comparación espacial de la emisión del radio continuo y la emisión del infrarrojo en una muestra de fuentes más amplia. El Capítulo 7 presenta un artículo que muestra los resultados de la correlación entre el radio continuo e infrarrojo en nuestra Galaxia. Para este estudio se tomó una muestra de 24 regiones escogidas usando las imágenes de archivo del Sondeo Canadiense del Plano Galáctico (CGPS) del telescopio de síntesis del radio observatorio de dominio (DRAO) a 408 MHz y a 1420 MHz. Las regiones seleccionadas fueron comparadas con imágenes a  $60 \mu\text{m}$  y después se calculó la distribución del índice espectral para determinar la naturaleza de la emisión del radio continuo. Encontramos una buena correlación tanto morfológica como cuantitativa, entre el radio continuo y el infrarrojo en 75 % de las regiones estudiadas. El artículo donde se presentan estos resultados, se espera enviar a mediados de octubre del 2008.



## Abstract

This thesis presents a study on the Interstellar Medium (ISM) in our Galaxy. The fundamentals of the ISM are briefly exposed in Chapter 1, while Chapter 2 describes the techniques of radioastronomy, which are the kind of observations used in this thesis.

The main research project was divided in two parts. In the first part, a study of the Galactic molecular ISM through observations of formaldehyde is presented. Molecular gas is commonly studied by the CO (1-0) emission line. But this line has long been known to be nearly always optically thick, so its intensity is expected to increase monotonically with the kinetic temperature of the emitting gas. In the other hand, owing to collisions with neutral particles that selectively overpopulate the lower energy level, the excitation temperature of the  $1_{10} \rightarrow 1_{11}$  transition of formaldehyde lies below 2.7 K (Townes & Cheung 1969), allowing the transition to be observed in absorption against the cosmic microwave background (CMB; Snyder et al. 1969). This makes it a potentially powerful tracer of molecular gas in any direction of the sky. To explore this potential, long-integration-time observations were carried out using the Onsala 25-m radio telescope toward the Galactic anticenter and the Galactic dust cloud L1204. The paper containing the results of the H<sub>2</sub>CO survey in the direction of the Galactic anticenter is presented in Chapter 4. This survey covered strips in Galactic latitude  $-1^\circ \leq b \leq +1^\circ$  at several longitudes in the region  $170^\circ \leq l \leq 190^\circ$ , and H<sub>2</sub>CO CMB absorption was detected at  $\approx 10\%$  of the survey pointings. The observations of the dust cloud L1204, are shown in the paper presented in Chapter 5. The observed region includes the S140 H $\alpha$  arc. When comparing the H<sub>2</sub>CO absorption with existing maps of CO(1-0) emission in the same regions, a rough correlation between the CO(1-0) emission and the H<sub>2</sub>CO absorption was found. However, the scatter in this correlation was significantly larger than the measurement errors, indicating differences of detail at and below the linear resolution of the observations. Presumably, these differences result from differing abundances, excitation requirements, and photodissociation energies.

The second part of the project focused on the behavior of the far-infrared – radio continuum correlation, on scales corresponding to the size of molecular clouds. The existence of the correlation between the integrated radio continuum (RC) and far-infrared (FIR) emissions of galaxies was first hinted at more than 30 years ago (van der Kruit 1971, 1973). It was the IRAS all-sky survey that demonstrated how tight and universal this correlation really is. It applies to galaxies of many different Hubble types whose luminosities covers over 4 orders of magnitude with a dispersion of only  $\sim 0.2$  dex (de Jong et al. 1985, Helou, Soifer, & Rowan-Rowison 1985). Since both components of the correlation, FIR and RC emission, seem to be directly associated with star formation, the standard interpretation of the observed global RC-FIR correlation is that the infrared and radio emission both trace high-mass star-forming regions. In that picture, the infrared emission is due to dust heated

by nearby massive stars. Massive stars also produce the ionizing photons responsible for the thermal (free-free) radio emission of galaxies, and when they finally explode as supernovae, they accelerate the cosmic ray electrons which eventually produce the non-thermal (synchrotron) radio emission. This interpretation suggest that the correlation is only global, and should break down at scales smaller than a few hundred parsecs. Boulanger & Perault (1988) were the first ones to study the RC-FIR correlation in our own Galaxy, and they concluded that the global RC-FIR correlation indeed breaks down at scales of about 100 parsec. However, they merely considered the case of the Solar Neighborhood and the Orion Complex. The second part of this thesis was planned to expand upon the work of Boulanger & Perault (1988) by comparing the spatial distribution of radio continuum and far-infrared emission in a larger sample of sources. Chapter 7 presents a paper that shows the results of the FIR-Radio correlation in our Galaxy. For this study a sample of 24 Galactic regions was built, using the mosaic images at 1.4 GHz and at 408 MHz of the Canadian Galactic Plane Survey (CGPS)<sup>1</sup> at the Dominion Radio Astrophysical Observatory (DRAO). Also, the selected regions at both wavelengths were compared with the images at 60  $\mu\text{m}$ , and later the spectral index distribution for each region was mapped to determine the nature of the radio continuum emission. We found a good morphological and quantitative correlation between the RC and FIR emissions for about 75% of the regions studied. The paper where these results are presented is expected to be submitted to the ApJS by mid October.

---

<sup>1</sup><http://www.ras.ucalgary.ca/CGPS/>

# Capítulo 1

## Medio Interestelar

### 1.1. Componentes del Medio Interestelar

El espacio interestelar no está vacío sino que contiene una gran cantidad de material que se conoce como Medio Interestelar (MIE). El MIE tiene una masa del orden del 1% de la masa visible de la Galaxia y está constituido en un 99% de gas y 1% de polvo. Químicamente, el MIE está compuesto en un 90% de hidrógeno, 10% de helio y trazas de otros elementos. La evolución del MIE está íntimamente relacionada con la evolución de la Galaxia, ya que existen constantes interacciones entre el MIE y las estrellas. Por ejemplo, las nuevas generaciones de estrellas se forman a partir de gas interestelar y al final de su vida dichas estrellas regresan material enriquecido en metales al MIE por medio de explosiones de Supernova (SN) o nebulosas planetarias (PNe). En consecuencia, la siguiente generación de estrellas tendrá una metalicidad más alta. Otras interacciones comunes entre el MIE y las estrellas son las regiones de fotodisociación (PDRs) y las regiones HII donde la radiación de las estrellas cercanas afecta la estructura del MIE.

La masa total del MIE en nuestra Galaxia es aproximadamente  $5 \times 10^9 M_{\odot}$  (Lequeux 2002), y tiene dos componentes principales: un fase sólida (polvo en forma de granos de un tamaño que varía desde varios nanómetros hasta  $0.25 \mu\text{m}$ ) y otra gaseosa. El gas interestelar es casi todo hidrógeno, que se puede encontrar en su forma atómica (HI), molecular ( $\text{H}_2$ ), o ionizado (HII). Las principales fases térmicas del MIE y sus propiedades son:

- *Regiones frías atómicas (HI)*. Las regiones HI difusas están compuestas por hidrógeno neutro atómico, con la presencia de algunos iones de baja excitación. La temperatura en estas regiones es de  $T \simeq 50\text{-}150 \text{ K}$  y la densidad típica es de  $n(\text{HI}) \simeq 20\text{-}60 \text{ cm}^{-3}$ . Se detectan por medio de la línea de  $21\text{cm}$  del HI, aunque también se pueden estudiar con líneas de absorción del CaII y CII sobre el fondo estelar. La masa total de gas en esta fase en nuestra Galaxia es del orden de  $1.5 \times 10^9 M_{\odot}$ .

- *Regiones tibias atómicas (gas internube).* El gas internube está compuesto por hidrógeno atómico (HI) tibio, con una fracción de ionización del 10-20%. Su temperatura es de  $T \simeq 3000$  K y se detecta mediante la línea de de 21cm del HI. Su densidad es baja,  $n(\text{HI}) \simeq 0.1\text{-}1.0 \text{ cm}^{-3}$ .
- *Medio ionizado tibio.* Es un gas difuso cuya ionización es principalmente por fotones. Su densidad es del orden de  $0.1 \text{ cm}^{-3}$  y su temperatura  $\simeq 6000\text{-}12000$  K. La masa total del MIE en esta fase en nuestra Galaxia es del orden de  $10^9 M_{\odot}$ .
- *Regiones HII* Las regiones HII, son complejos de gas atómico ionizado. Tienen una temperatura típica de 10,000 K y su densidad va desde  $1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  en regiones HII ultracompactas hasta unas cuantas partículas por  $\text{cm}^{-3}$  en las regiones más extendidas.
- *Regiones ionizadas colisionalmente (gas coronal).* El gas coronal está formado por hidrógeno ionizado por colisiones, debido a las temperaturas extremadamente altas ( $T \simeq 10^5\text{-}10^6$  K). Su densidad es del orden de  $0.1 \text{ cm}^{-3}$  y la masa total en esta fase es solamente de  $10^8 M_{\odot}$ . Se detectan a partir de la emisión de rayos X y de absorción de iones altamente excitados (OIV).
- *Regiones frías moleculares ( $\text{H}_2$ ).* Las nubes moleculares están compuestas fundamentalmente por hidrógeno molecular, y en menor cantidad por otro tipo de moléculas (CO,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{H}_2\text{CO}$ , etc). Su temperatura típica es de  $T \simeq 10\text{-}30$  K y su densidad típica es de  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ . La masa total del gas molecular en la Galaxia es del orden de  $10^9 M_{\odot}$ . Se detectan principalmente a partir de la emisión de las transiciones rotacionales del CO, trazador del gas molecular más usado.

Las nubes moleculares más grandes tienen tamaños de unas decenas de parsecs y masas de hasta  $10^6 M_{\odot}$ . Sin embargo las nubes moleculares son complejos que contienen mucha estructura a todas las escalas. La densidad de los fragmentos más pequeños puede ser órdenes de magnitud mayores que la densidad promedio del gas molecular. Estos núcleos densos dentro de las nubes moleculares son los sitios de formación de las estrellas. En éstos se encuentran indicadores de formación estelar reciente, como fuentes infrarrojas embebidas, máseres de  $\text{H}_2\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ , OH,  $\text{CH}_3\text{OH}$  y regiones HII compactas.

Excepto por las nubes moleculares, estas componentes del MIE se encuentran en equilibrio de presión entre sí. Mezclados con estas fases gaseosas, se encuentran también las siguientes componentes.

*Polvo.* El polvo interestelar está formado por granos con un tamaño característico de unos nanómetros hasta  $0.25 \mu\text{m}$ . Sus efectos son la extinción y el enrojecimiento de la luz estelar así como la polarización interestelar. El valor típico de la extinción en la Galaxia es aproximadamente una magnitud por cada kpc de distancia. Para explicar la polarización interestelar es necesario suponer que los granos de polvo son alargados y que están alineados

parcialmente. Esto último se explica a partir de la rotación de los granos, que tiende a producirse alrededor de un eje en la dirección del campo magnético local.

Los granos se forman preferentemente en las envolturas de las estrellas frías, desde donde son barridos hacia el medio interestelar por la presión de radiación. Los granos de polvo juegan un papel muy importante en la formación de algunas moléculas y en su preservación ya que una vez formadas las protegen de la radiación ultravioleta.

*Campo magnético.* En promedio, la intensidad del campo magnético Galáctico es del orden de  $B \simeq 2\text{-}3 \times 10^{-6}$  G.

*Rayos Cósmicos.* Toda Galaxia es atravesada por partículas relativistas, sobre todo electrones y protones de alta energía. La aceleración de los electrones en el campo magnético galáctico produce la radiación sincrotrón galáctica de fondo, concentrada en el plano galáctico, con un máximo en la dirección del centro de la Galaxia. En el capítulo 7 de esta tesis estudiaremos la relación entre el gas denso Galáctico y dicha emisión sincrotrón.

## 1.2. Gas Molecular

En esta tesis estudiaremos las fases más densas del MIE que se encuentran en estado molecular. En consecuencia describiremos esta fase en más detalle en esta sección. El estudio de las nubes moleculares de la Galaxia es importante no solo por ser este uno de los componentes principales del MIE, sino porque es en estas regiones donde se da a lugar la formación estelar. Así, estudiando las nubes moleculares se pueden conocer las condiciones iniciales a partir de las cuales se forman las estrellas.

### 1.2.1. Formación de las moléculas

La formación de moléculas en el MIE es posible cuando la densidad de la región es elevada, lo que hace que las colisiones entre átomos sean más frecuentes. Sin embargo aunque se pueda formar una molécula, esta puede ser disociada por radiación UV. Una protección para las moléculas es el polvo ya que absorbe dicha radiación. Otra protección importante para el  $H_2$  es el autoescudamiento ya que a densidades columnares mayores que  $\sim 10^6 \text{ cm}^{-2}$  el gas es ópticamente grueso en las bandas de Lyman y Werner. Eso provoca que todos los fotones UV son absorbidos en las capas externas de la nube. Los dos factores más importantes para la producción y preservación de moléculas (densidad elevada y granos de polvo) se encuentran en las regiones más densas y frías del MIE, las nubes moleculares.

Las densidades en el medio interestelar son extremadamente bajas, y en principio no pueden tener lugar las reacciones que necesiten del encuentro simultáneo de tres o más partículas de gas<sup>1</sup>. En estas condiciones, el mecanismo fundamental de formación de moléculas en el MIE son las reacciones en las que una de las partículas que interviene en la reacción está car-

---

<sup>1</sup>Aunque puede haber pasado justo después del Big Bang para permitir la formación de las primeras moléculas de  $H_2$ .

gada: las llamadas reacciones ion-molécula. Este tipo de reacciones puede producirse porque en las nubes moleculares existen iones debido a la acción de los rayos cósmicos. La carga de los iones ejerce una fuerza atractiva sobre la nube de electrones de las moléculas que favorece el encuentro entre estas partículas.

Sin embargo cabe decir que la molécula de  $H_2$  (la más abundante del medio interestelar), se forma principalmente mediante reacciones en la superficie del polvo, de modo que los granos de polvo actúan como catalizadores de la reacción y absorben el exceso de energía liberado durante el proceso de formación. El mecanismo es el siguiente: un átomo de hidrógeno colisiona con un grano de polvo y queda adherido en su superficie. Una vez en la superficie, este átomo puede esperar la llegada de otro, de modo que ambos puedan reaccionar en la superficie del grano y formar una molécula de hidrógeno. Finalmente el exceso de energía producido en la reacción permitirá arrancar la molécula recién formada de la superficie del grano y pasarla al estado gaseoso. Además del  $H_2$ , se han detectado muchas especies moleculares en el MIE y alrededor de estrellas evolucionadas (ver Tabla 1.1; Vershuur 1987).

Table 1.1. Moléculas conocidas hasta la fecha.

Diatómicas	Triatómicas	4 átomos	5 átomos	6 átomos	7 átomos	8 átomos	9 átomos	10 átomos	11 átomos	12 átomos	13 átomos
H <sub>2</sub>	C <sub>3</sub>	c-C <sub>3</sub> H	C <sub>5</sub>	C <sub>5</sub> H	C <sub>6</sub> H	CH <sub>3</sub> C <sub>3</sub> N	CH <sub>3</sub> C <sub>4</sub> H	CH <sub>3</sub> C <sub>5</sub> N?	HC <sub>9</sub> N	CH <sub>3</sub> OC <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	HC <sub>11</sub> N
AlF	C <sub>2</sub> H	l-C <sub>3</sub> H	C <sub>4</sub> H	l-H <sub>2</sub> C <sub>4</sub>	CH <sub>2</sub> CHCN	HCOOCH <sub>3</sub>	CH <sub>3</sub> CH <sub>2</sub> CN	(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> CO			
AlCl	C <sub>2</sub> O	C <sub>3</sub> N	C <sub>4</sub> Si	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H	CH <sub>3</sub> COOH?	(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> O	NH <sub>2</sub> CH <sub>2</sub> COOH?			
C <sub>2</sub>	C <sub>2</sub> S	C <sub>3</sub> O	l-C <sub>3</sub> H <sub>2</sub>	CH <sub>3</sub> CN	HC <sub>5</sub> N	C <sub>7</sub> H	CH <sub>3</sub> CH <sub>2</sub> OH	CH <sub>3</sub> CH <sub>2</sub> CHO			
CH	CH <sub>2</sub>	C <sub>3</sub> S	c-C <sub>3</sub> H <sub>2</sub>	CH <sub>3</sub> NC	HCOCH <sub>3</sub>	H <sub>2</sub> C <sub>6</sub>	HC <sub>7</sub> N				
CH <sup>+</sup>	HCN	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	CH <sub>2</sub> CN	CH <sub>3</sub> OH	NH <sub>2</sub> CH <sub>3</sub>	CH <sub>2</sub> OHCHO	C <sub>8</sub> H				
CN	HCO	CH <sub>2</sub> D+?	CH <sub>4</sub>	CH <sub>3</sub> SH	c-C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> O	CH <sub>2</sub> CHCHO					
CO	HCO <sup>+</sup>	HCCN	HC <sub>3</sub> N	HC <sub>3</sub> NH <sup>+</sup>	CH <sub>2</sub> CHOH						
CO <sup>+</sup>	HCS <sup>+</sup>	HCNH <sup>+</sup>	HC <sub>2</sub> NC	HC <sub>2</sub> CHO							
CP	HOC <sup>+</sup>	HNCO	HCOOH	NH <sub>2</sub> CHO							
CSi	H <sub>2</sub> O	HNCS	H <sub>2</sub> CHN	C <sub>5</sub> N							
HCl	H <sub>2</sub> S	HOCO <sup>+</sup>	H <sub>2</sub> C <sub>2</sub> O	HC <sub>4</sub> N							
KCl	HNC	H <sub>2</sub> CO	H <sub>2</sub> NCN								
NH	HNO	H <sub>2</sub> CN	HNC <sub>3</sub>								
NO	MgCN	H <sub>2</sub> CS	SiH <sub>4</sub>								
NS	MgNC	H <sub>3</sub> O <sup>+</sup>	H <sub>2</sub> COH <sup>+</sup>								
NaCl	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	NH <sub>3</sub>									
OH	N <sub>2</sub> O	SiC <sub>3</sub>									
PN	NaCN	C <sub>4</sub>									
SO	OCS										
SO <sup>+</sup>	SO <sub>2</sub>										
SiN	c-SiC <sub>2</sub>										
SiO	CO <sub>2</sub>										
SiS	NH <sub>2</sub>										
CS	H <sub>3</sub> <sup>+</sup>										
HF	SiCN										
SH	AlNC										
FeO(?)	SiNC										

### 1.2.2. Transiciones moleculares

Cuando dos o más átomos están unidos formando una molécula, constituyen un sistema mucho más complejo. Una forma de tratar dicho sistema es la aproximación de Born-Oppenheimer, que consiste en considerar de forma separada los movimientos de los núcleos y de los electrones. Esta es una buena aproximación, ya que los electrones se mueven más rápido que los núcleos. En esta aproximación podemos considerar por separado los estados energéticos de los electrones y de los núcleos y separar las transiciones correspondientes entre estados. Una molécula puede presentar, fundamentalmente, tres tipos de transiciones.

#### Transiciones electrónicas

Suponen un cambio en la distribución de la nube de electrones, este tipo de transiciones lo presentan también los átomos. Por el principio de incertidumbre, tenemos que para un electrón  $\Delta p \Delta x \simeq pa \simeq h/2\pi$ , donde  $p$  es el momento y  $a$  es el radio. La separación entre los niveles de energía electrónicos será del orden de

$$E_{el} \simeq \frac{h^2}{ma^2\pi^2}, \quad (1.1)$$

para valores típicos, resulta  $E_{el} \simeq 1.2 \times 10^{-11}$  erg, que corresponde a una frecuencia de transición

$$\nu_{el} = E_{el}/h = 1.8 \times 10^{15} \text{Hz},$$

que cae en el rango UV.

#### Transiciones vibracionales

Ocurren cuando los núcleos vibran en torno a su posición de equilibrio. Podemos aproximar esta vibración como la de un oscilador armónico con frecuencia angular  $\omega$  y amplitud  $\xi \ll a$ . La energía del oscilador será  $E_{vib} \simeq \frac{1}{2}M\omega^2\xi^2$ . Podemos estimar  $\omega$ , teniendo en cuenta que, en el caso límite  $\xi \simeq a$ , entonces la energía tendría que ser del orden de la energía electrónica, por lo tanto

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}M\omega^2a^2 &\simeq \frac{h^2}{ma^2\pi^2}, \\ E_{vib} &\simeq h\omega/2\pi \simeq \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} E_{el}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Para valores típicos, resulta  $E_{vib} \simeq 8.9 \times 10^{-14}$  erg, que corresponde a una frecuencia de transición

$$\nu_{vib} = E_{vib}/h = 1.3 \times 10^{13} \text{Hz},$$

que cae en el rango IR.



### Transiciones rotacionales

Involucran la rotación de la molécula como un todo y por tanto un giro de los núcleos unos respecto a otros. La energía rotacional es

$$E_{rot} \simeq \frac{1}{2} I \omega^2 \simeq \left( \frac{m}{M} \right) E_{el}. \quad (1.3)$$

Para valores típicos, resulta  $E_{rot} \simeq 6.5 \times 10^{-16}$  erg, que corresponde a una frecuencia de transición

$$\nu_{rot} = E_{rot}/h = 9.8 \times 10^{10} \text{ Hz},$$

que cae en el rango del radio.

Estas energías son aditivas, en la aproximación Born-Oppenheimer, de modo que la energía total de la molécula es

$$E_{tot} = E_{el} + E_{vib} + E_{rot}.$$

Las temperaturas características, para estas transiciones son,

$$T_{el} = E_{el}/k \simeq 9.4 \times 10^4 \text{ K},$$

$$T_{vib} = E_{vib}/k \simeq 600 \text{ K},$$

$$T_{rot} = E_{rot}/k \simeq 5 \text{ K}.$$

Cabe mencionar que cada transición se puede subdividir a causa de su estructura fina o hiperfina. Ya que en las nubes moleculares las temperaturas son típicamente del orden de 10 K, en general solo se excitarán las transiciones rotacionales.

Las moléculas diatómicas homonucleares como el H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, etc. cuyo momento dipolar permanente es nulo no pueden emitir radiación por medio de transiciones puramente rotacionales. Debido a esto, el estudio de la fase molecular, ha sido obstaculizado por el hecho de que el hidrógeno molecular, componente fundamental de las nubes moleculares, al ser una molécula homonuclear, tiene prohibidas todas sus transiciones rotacionales y no se puede observar directamente. Solo en las zonas de elevada temperatura ( $\sim 3000$  K), en donde puedan excitarse sus transiciones vibracionales se observa directamente la emisión de la molécula de H<sub>2</sub>. Pero estas condiciones solo se dan en zonas muy reducidas.

Es por esto que el estudio de la distribución general de gas molecular en la Galaxia se ha tenido que hacer a través de la emisión de otras moléculas mucho menos abundantes que el hidrógeno tales como CO, OH, CH, H<sub>2</sub>CO, CS, NH<sub>3</sub>, etc. A lo largo de los años, el monóxido de carbono (CO) se ha convertido en el trazador más usado en discos galácticos debido a sus características como se verá a continuación.

### 1.2.3. La molécula de CO

La molécula de H<sub>2</sub> es el componente fundamental de las nubes moleculares. Sin embargo como se ha dicho anteriormente, al carecer de transiciones fácilmente excitables en las condiciones que se tienen de modo general en las nubes moleculares interestelares, resulta poco apropiada para su estudio directo. Así ha sido la molécula de CO la que ha resultado más importante para el estudio generalizado de las nubes moleculares. Esto es debido a algunas características que posee:

- Es la molécula más abundante después de la del H<sub>2</sub> (H<sub>2</sub>/CO  $\simeq 5.6 \times 10^3$ ; Anglada & Estalella 1996) y presenta transiciones rotacionales.
- Es una molécula resistente, su energía de disociación es de aproximadamente 11.2 eV.
- La temperatura característica de sus transiciones rotacionales es del orden de la temperatura cinética de la nube, por lo tanto, la energía cinética disponible en las colisiones es suficiente para poblar los niveles rotacionales bajos de la molécula de CO.
- Su momento dipolar es pequeño,  $\mu = 1.12 \times 10^{-19}$ . Esto hace que el coeficiente de la emisión espontánea de las transiciones rotacionales también sea pequeño (para  $J = 1 \rightarrow 0$ ,  $A_{10} = 7.4 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ ) y que se termalice fácilmente para las densidades típicas en las nubes moleculares. En otras palabras, el hecho de que el coeficiente de emisión espontánea sea pequeño permite que la población de los niveles estará gobernada por las colisiones con las moléculas de H<sub>2</sub> y no por las transiciones radiativas.
- La molécula tiene varios isótopos con transiciones observables generalmente ópticamente delgadas y por lo tanto muy útiles para la obtención de parámetros físicos de las nubes moleculares.

#### *Obtención de parámetros físicos en las nubes moleculares a partir del CO*

El método estándar para determinar las condiciones físicas de una nube molecular a partir de las observaciones de CO, consiste en la observación de la misma transición para la molécula de CO y para uno de sus isótopos (generalmente se usa <sup>13</sup>CO). Las suposiciones que habitualmente se hacen son:

- 1.- Termalización completa, esto es:  $T_k = T_{ex}(\text{CO}) = T_{ex}(\text{^{13}CO}) = T_{ex}$ .
- 2.- El CO es ópticamente grueso.
- 3.- El <sup>13</sup>CO es ópticamente delgado.

Para obtener la temperatura de excitación, puesto que el CO es ópticamente grueso, la ecuación del transporte radiativo para la línea observada se reduce a :

$$T_L = J(T_{ex}) - J(T_{bg}), \quad (1.4)$$

donde  $J$  es la función de Planck. De esa ecuación se despeja la temperatura de excitación de la transición,  $T_{ex}$ , que coincide por hipótesis con la temperatura cinética  $T_k$  de la región,

$$T_{ex} = \frac{h\nu/k}{\ln\left[1 + \frac{h\nu/k}{T_L + J(T_{bg})}\right]}, \quad (1.5)$$

para la transición  $J = 1 \leftarrow 0$  del CO, resulta:

$$T_{ex} = \frac{5 \cdot 53}{\ln \left[ 1 + \frac{5 \cdot 53}{T_L + 0.82} \right]}. \quad (1.6)$$

Para obtener la densidad columnar de H<sub>2</sub>, se requiere conocer la abundancia relativa de la molécula de <sup>13</sup>CO y la de H<sub>2</sub>. Esta abundancia puede obtenerse a partir de la correlación observada entre la densidad columnar de <sup>13</sup>CO y la extinción en el visible, que a su vez está relacionada con la densidad columnar de H<sub>2</sub>.

$$\left[ \frac{N(H_2)}{cm^{-2}} \right] = 0.94 \times 10^{21} \left[ \frac{A_v}{mag} \right].$$

La relación de abundancia que se adopta usualmente es  $[H_2/^{13}CO] = 5 \times 10^5$  (Dickman 1978). Usando este valor, la densidad columnar de hidrógeno se obtendrá como,

$$N(H_2) = 5 \times 10^5 N(^{13}CO).$$

Cabe tomar en cuenta que este valor tiene un grado de incertidumbre, que depende de las variaciones de la intensidad de línea del <sup>13</sup>CO, además de variaciones en la metalicidad de las regiones.

#### 1.2.4. Moléculas trazadoras de gas denso

Para las regiones más densas de las nubes donde ocurre la formación estelar, son necesarias las observaciones con moléculas que solo emitan en condiciones de densidad relativamente altas. Las moléculas cuya densidad crítica es elevada se denominan trazadoras de alta densidad. Entre ellas destacan, por ser ampliamente utilizadas, el NH<sub>3</sub>, el CS, el HCO<sup>+</sup>, etc.

Otro ejemplo es la molécula del H<sub>2</sub>CO, la cual se ha demostrado que es un trazador de gas molecular por medio de la observación de algunas de sus transiciones hiperfinas. Las líneas a 1 cm, 2 cm y 6 cm del H<sub>2</sub>CO han sido las más estudiadas y se pueden observar en absorción contra el fondo cósmico de microondas o en emisión de acuerdo a la densidad del gas. Como parte del estudio para esta tesis se realizaron sondeos del H<sub>2</sub>CO hacia diferentes regiones de la Galaxia. En los Capítulos 3, 4 y 5, se hablará en más detalle sobre este estudio.

## Capítulo 2

# Radioastronomía

Casi todo lo que conocemos del universo se obtiene a partir de la radiación electromagnética. Por mucho tiempo sólo se efectuaron observaciones en el rango visible, debido a que la atmósfera bloquea la radiación a muchas otras longitudes de onda y no existía la tecnología para observar a dichas longitudes de onda. Pero conforme al avance de la tecnología, se ha permitido observar en otras “ventanas” del rango electromagnético, permitiendo así, un estudio pancromático de los objetos celestes. Durante las últimas décadas, se han hecho observaciones a longitudes de onda de radio, creando una nueva rama en la astronomía, llamada la *radioastronomía*.

La radioastronomía tiene sus comienzos en los experimentos de Karl G. Jansky en 1931. Trabajando con antenas de comunicación de largo alcance para investigar el origen de las perturbaciones presente en los receptores de radio, observó radiación a una longitud de 14.6 m que provenía de una fuente desconocida. Jansky rastreó esta señal durante un año de cuidadosas observaciones y se dió cuenta de que la señal provenía de un punto del cielo que permanecía fijo con respecto a las estrellas, por lo que concluyó que esta radiación podría ser emitida por una fuente fuera del Sistema Solar. Debido a que la señal era muy debil, Jansky no fue estimulado a continuar con su investigación. Interesado en el trabajo de Jansky, Grote Reber, hizo nuevas mediciones a una longitud de onda más corta ( $\lambda = 1.87$  m). Después de una larga serie de observaciones, publica finalmente los primeros mapas de radio del cielo (Reber 1944).

La radioastronomía se desarrolló como parte integral de la astronomía en la segunda mitad del siglo XX. Hoy en día es posible obtener mapas a longitudes de onda desde  $\lambda \simeq 0.5$  mm hasta decenas de metros. Existe una gran variedad de radiotelescopios. A frecuencias mayores a  $\approx 1$ GHz, se usan principalmente antenas parabólicas sean únicas o en arreglos interferométricos.

## 2.1. Antena Simple

La antena de un radio telescopio actúa como un colector de ondas de radio. Las antenas y receptores pueden variar tanto que es difícil describir un caso típico. Sin embargo, para mostrar la relación de algunos de los principales componentes, la estructura de un radio telescopio hipotético, se muestra en la figura 2.1.

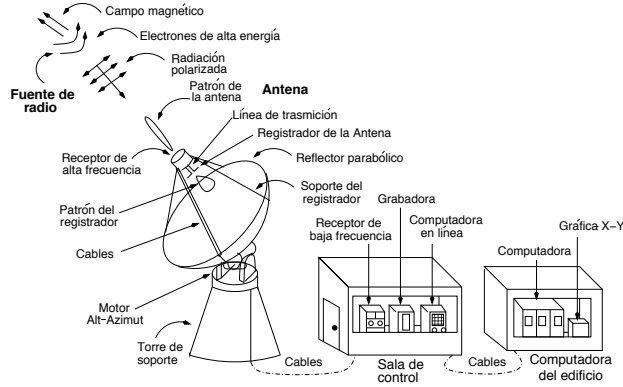


Figura 2.1 Estructura de un radiotelescopio.

La antena colecta la radiación de la fuente celeste distante y la enfoca hacia un receptor donde se detecta, se amplifica y se integra. Los datos de salida se graban en forma digital en una computadora para ser después analizados. Los radiotelescopios más grandes hasta ahora tienen diámetros hasta de 300 m y están equipados con amplificadores extremadamente sensibles que pueden detectar las débiles señales de los astros distantes.

### 2.1.1. Potencia del patrón de interferencia

La respuesta de una antena como función de su dirección está dada por un patrón de difracción. Por reciprocidad el patrón es el mismo ya sea para condiciones de recepción o de transmisión. Este patrón consiste en un número de lóbulos, como se muestra en la figura 2.2a, el lóbulo con el máximo más alto es el haz principal o lóbulo primario. Los demás se llaman lóbulos secundarios o lóbulos laterales.

Consideremos el caso de una antena que se usa como emisor, además supongamos que el medio circundante es homogéneo, isótropico y no absorbente. Desde un punto arbitrario se produce una radiación electromagnética. Si la densidad del flujo de energía es isotrópica, entonces podríamos expresar la potencia media  $\bar{P}$  de la radiación como:

$$\bar{P} = \int S_0(r) ds = 4\pi r^2 S_0(r), \quad (2.1)$$

tomando una superficie esférica  $A = 4\pi r^2$  y donde  $S_0(r)$  es el flujo medido a una distancia  $r$ . A una antena hipotética que emite uniformemente se le conoce como *radiador isótropo*, pero para las antenas reales la potencia cambia dependiendo de la dirección en que se mide.

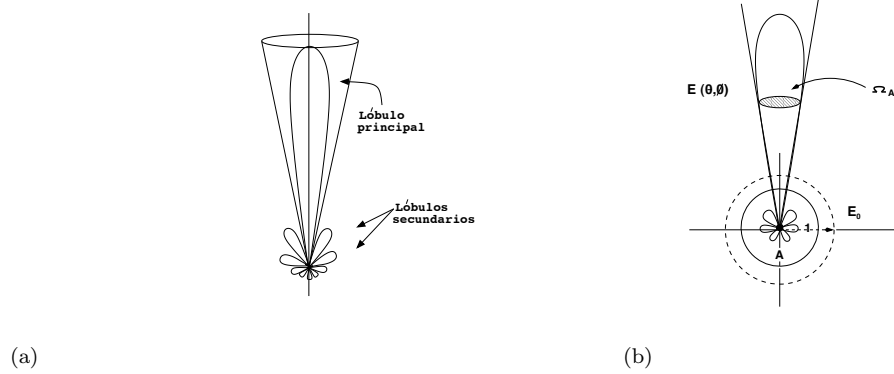


Figura 2.2 (a) La emisividad para una antena real dentro de un ángulo sólido, es máxima solo en una dirección y disminuye conforme se acerca a los límites del lóbulo principal. (b) Diagrama de directividad de un radiador isótropo y de una antena real. La emisión de un radiador isótropo ( $E_0$ ), es uniforme en todas direcciones, pero la emisión de la antena real ( $E(\theta, \phi)$ ), no es uniforme, ya que la antena emite con mayor potencia en cierta dirección.

### Modelo de directividad

La directividad y la ganancia de una antena son una medida de la proporción en que la radiación transmitida es canalizada en una dirección dada, o en que la radiación recibida es seleccionada de una dirección determinada. La *directividad*  $D$  de la antena está definida como

$$D = \left( \frac{U_{max}}{\bar{U}} \right),$$

donde  $U_{max}$ , es la intensidad máxima de radiación y  $\bar{U}$ , es la intensidad promedio de la radiación. La directividad también se puede expresar como,

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A}$$

donde  $\Omega_A$ , es el *ángulo sólido* del haz de la antena. Este ángulo sólido es el ángulo a través del cual toda la potencia de la antena se transmitiría si la potencia fuera constante sobre este ángulo e igual al valor máximo. El ángulo sólido se puede definir mediante la siguiente ecuación :

$$\Omega_A = \int_{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega \text{ sr} \quad (2.2)$$

donde  $P_n(\theta, \phi) = P(\theta, \phi)/P(\theta, \phi)_{max}$  es la potencia normalizada de la antena, y  $d\Omega$  es el ángulo sólido elemental ( $= \sin\theta d\theta d\phi$  sr).

Multiplicando la directividad por una potencia normalizada,  $P_n(\theta, \phi)$ , obtenemos la *ganancia directiva*  $D(\theta, \phi)$  (e.g. la ganancia de la antena dirigida), esto es,

$$DP_n(\theta, \phi) = D(\theta, \phi),$$

la cual es una cantidad adimensional. Para una antena no direccional, es decir para un radiador isótropo, la radiación será uniforme en todas direcciones, al nivel  $D(\theta, \phi) = 1$  (Figura 2.2b).

Pero como las antenas no emiten uniformemente, la intensidad de la potencia cambia dependiendo de la dirección en la que se mide, entonces si tenemos que la potencia de cierta antena es  $P(\theta, \phi)$  y en un punto arbitrario  $X(\theta, \phi)$  crea un flujo de energía ( $S(r, \theta, \phi)$ ), que es  $D(\theta, \phi)$  veces mayor que el flujo de energía de un radiador isótropo de la misma potencia ( $S_0(r)$ ), tendremos que:

$$S(r, \theta, \phi) = D(\theta, \phi)S_0(r) \quad \text{para } P = \bar{P}_0,$$

donde  $\bar{P}_0$ , es la potencia media de un radiador isótropo. En consecuencia,

$$S(r, \theta, \phi) = \frac{D(\theta, \phi)\bar{P}}{4\pi r^2}. \quad (2.3)$$

Esta expresión define la densidad del flujo de energía a una distancia  $r$  en la dirección  $(\theta, \phi)$ .

Si suponemos que localmente el plano de radiación puede ser considerado como una onda plana homogénea, podemos escribir la densidad de flujo de energía como :

$$S(r, \theta, \phi) = \frac{E^2(r, \theta, \phi)}{2W}, \quad (2.4)$$

donde  $E(r, \theta, \phi)$  es la amplitud del campo eléctrico a una distancia  $r$  en la dirección  $(\theta, \phi)$  y  $W$  es la impedancia de la onda que se define como :

$$W = \frac{\mu}{\epsilon} \quad (2.5)$$

donde  $\mu$  es la permeabilidad magnética y  $\epsilon$  es la permitividad eléctrica.

Ahora, cuando una antena se usa como receptor, intercepta un flujo de energía  $S(\theta, \phi)$ , que incide en la dirección  $(\theta, \phi)$ . Entonces la antena absorbe una potencia:

$$P = A(\theta, \phi)S(\theta, \phi), \quad (2.6)$$

donde  $A(\theta, \phi)$ , es el *área efectiva* que es dependiente de la dirección (Burke & Graham-Smith 1997).

Así, mientras que en el caso de transmisión se tiene el coeficiente de directividad, en el caso de recepción se tiene, el área efectiva. Estos dos importantes parámetros están relacionados por medio de la siguiente ecuación:

$$D(\theta, \phi) = \frac{4\pi A(\theta, \phi)}{\lambda^2}. \quad (2.7)$$

### Teorema de Reciprocidad

Como se había dicho antes, independientemente de que la antena actúe como emisor, o receptor, sus características son las mismas. Consideremos dos antenas, una transmisora (1) alimentada por un generador G y la otra como receptora (2) que induce cierta corriente medida en M (Figura 2.3). Se supone que la antena receptora está orientada de tal manera que la recepción es máxima. El teorema de reciprocidad postula que la cantidad de corriente transmitida entre el indicador M y el generador G permanece constante aún si estos se intercambian. Esto significa que no importa cuál de las antenas está transmitiendo o cuál está captando la señal. Para probar este teorema consideramos las ecuaciones de Maxwell para ambos sistemas.

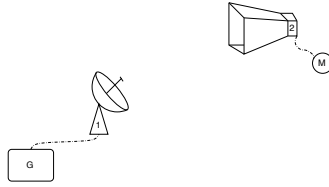


Figura 2.3 La antena 1 es un emisor alimentado por G. La antena 2 es un receptor que detecta la señal con el medidor M. De acuerdo con el teorema de reciprocidad obtendríamos las mismas características si intercambiamos el receptor y el emisor

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{H}_1 &= \mathbf{J}_1 + \epsilon \dot{\mathbf{E}}_1 & \nabla \times \mathbf{H}_2 &= \mathbf{J}_2 + \epsilon \dot{\mathbf{E}}_2 \\ \nabla \times \mathbf{E}_1 &= -\mu \dot{\mathbf{H}}_1 & \nabla \times \mathbf{E}_2 &= -\mu \dot{\mathbf{H}}_2.\end{aligned}$$

Aplicando la propiedad  $\nabla \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) - \mathbf{A} \cdot (\nabla \times \mathbf{B})$ , formamos

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2) &= \mathbf{H}_2 \cdot (\nabla \times \mathbf{E}_1) - \mathbf{E}_1 \cdot (\nabla \times \mathbf{H}_2) = -\mu \dot{\mathbf{H}}_1 \cdot \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_2 - \epsilon \mathbf{E}_1 \cdot \dot{\mathbf{E}}_2 \\ \nabla \cdot (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) &= \mathbf{H}_1 \cdot (\nabla \times \mathbf{E}_2) - \mathbf{E}_2 \cdot (\nabla \times \mathbf{H}_1) = -\mu \mathbf{H}_1 \cdot \dot{\mathbf{H}}_2 - \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{J}_1 - \epsilon \dot{\mathbf{E}}_1 \cdot \mathbf{E}_2\end{aligned}$$

La diferencia entre estas dos ecuaciones queda como

$$\nabla \cdot (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) = \mu (\mathbf{H}_1 \cdot \dot{\mathbf{H}}_2 - \dot{\mathbf{H}}_1 \cdot \mathbf{H}_2) - (\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_2 - \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{J}_1) - \epsilon (\mathbf{E}_1 \cdot \dot{\mathbf{E}}_2 - \dot{\mathbf{E}}_1 \cdot \mathbf{E}_2).$$

Considerando ondas armónicas tenemos,

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{H}} &= -i\omega \mathbf{H}, & \dot{\mathbf{E}} &= -i\omega \mathbf{E} \text{ así} \\ \mathbf{H}_1 \cdot \dot{\mathbf{H}}_2 - \dot{\mathbf{H}}_1 \cdot \mathbf{H}_2 &= 0, & \mathbf{E}_1 \cdot \dot{\mathbf{E}}_2 - \dot{\mathbf{E}}_1 \cdot \mathbf{E}_2 &= 0\end{aligned}$$

tal que

$$\nabla \cdot (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) = \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{J}_1 - \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_2.$$

De acuerdo al teorema de Gauss tenemos que



$$\int_V \nabla(\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) dV = \oint_S (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) d\mathbf{S},$$

donde  $V$  es el volumen contenido en una superficie  $S$ . Si hacemos tender su radio a  $\infty$ , entonces  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$  tienden a cero en la superficie y la integral de la derecha es cero, quedando entonces

$$\int_V (\mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{J}_1 - \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{j}_2) dV = 0.$$

Ahora si las dos antenas 1 y 2 están en diferentes regiones  $V_1$  y  $V_2$ , obviamente

$$\int_{V_1} \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{J}_1 dV = \int_{V_2} \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_2 dV.$$

Si una de estas regiones es un cilindro infinitesimal con un área transversal  $q$ , de longitud  $dl$ , tendremos que  $dV = qdl$ . La corriente total en esa antena es

$$I = q|\mathbf{J}|,$$

y el voltaje será

$$U = Edl, \text{ así que}$$

$$U_2 I_1 = U_1 I_2.$$

Donde  $U_1$  es el voltaje inducido por la antena 2 en la antena 1 y  $I_1$  es la corriente total en la antena 1, análogamente para la antena 2. Por lo tanto siempre es posible formular las propiedades de una antena independientemente de su función, transmisión o recepción.

### 2.1.2. Resolución angular

Ya que las antenas presentan una serie de lóbulos en todas las direcciones, además del lóbulo principal, (ver figura 2.2a), la calidad de una antena depende de que tan bien el patrón de difracción se concentra hacia el haz principal. De esto depende la capacidad de una antena de distinguir exactamente la posición de la fuente de radiación, ya que si una gran fracción de la emisión recibida proviene de los lóbulos secundarios, será muy difícil determinar dicha posición. Por lo tanto se define la eficiencia del haz principal como

$$\eta = \frac{\Omega_{HP}}{\Omega_A}. \quad (2.8)$$

donde  $\Omega_{HP}$  es el ángulo sólido del haz principal.

La región angular donde se extiende el haz principal se describe por el ancho del haz a potencia media HPBW (*half power beam width*), que es el ángulo entre los puntos del haz principal donde la emisión ha disminuido a la mitad del máximo. Otro concepto que se usa a menudo es el BWFN (*beam width between first nulls*) que es el ancho del haz entre los primeros nullos.

El valor de estos parametros está dado en las siguientes ecuaciones,

$$BWFN = 2 \cdot 439 \frac{\lambda}{D} rad, \quad (2.9)$$

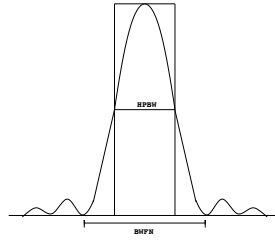


Figura 2.4 La separación entre los puntos que corresponden a la mitad del haz es el HPBW y la separación entre los primeros nulos es el BWFN.

$$HPBW = 1 \cdot 02 \frac{\lambda}{D} rad. \quad (2.10)$$

Estas ecuaciones son básicas en la radioastronomía debido a que indican la resolución máxima que se puede alcanzar, esto es, con que precisión podemos saber de donde proviene la señal. La resolución también se puede interpretar como el ángulo dentro del cual no es posible distinguir si la emisión viene de una o varias fuentes.

### 2.1.3. Radiotelescopio del Observatorio de Onsala

Las observaciones de  $H_2CO$  reportadas en esta tesis se hicieron con una antena de 25 m de diámetro localizada en Onsala, Suecia (Figura 2.5). Fue construida en 1963 bajo el dominio de la Universidad Tecnológica de Chalmers. Es un radiotelescopio que está montado polarmente. Esto quiere decir que está alineado a lo largo del eje polar, lo cual simplifica el rastreo de los objetos celestes, ya que el eje de la declinación queda fijo y el eje de ascensión recta rota a una tasa constante. El rango de frecuencias observables en este radiotelescopio va de 0.8 GHz hasta 6.7 GHz (ver Tabla 2.1).



Figura 2.5 Radiotelescopio de 25 m en Onsala Suecia

El radiotelescopio de 25 m de Onsala es principalmente utilizado como un elemento de un arreglo de antenas con líneas de base muy largas (VLBI). También ha sido usado para hacer sondeos de la emisión maser del metanol de la Galaxia.

Cuadro 2.1 Detalles técnicos del radiotelescopio de Onsala

Diámetro	25.6 m
Rango de frecuencia	4.5 - 5.3 GHz
Tsys	80 K
Resolución espectral	10 arcmin
Nivel del ruido	0.0035 K
Tipo del receptor	Amplificador FET
Espectrómetro	ASC
Resolución angular	0.03, ..., 4.8 kHz
Ancho de Banda	0.05, ..., 6.4, 12.8 MH
Pointing	10 - 20 arsec

## 2.2. Interferometría

La resolución del radiotelescopio está dada por:

$$\theta \simeq \lambda/D, \quad (2.11)$$

donde  $\theta$  tiene unidades de radianes,  $\lambda$  es la longitud de onda de la radiación que se observa y  $D$  es el diámetro del radiotelescopio.

De la ecuación 2.11, se puede ver que conforme el diámetro del radio telescopio aumenta, la resolución angular es mayor, lo cual permite tener imágenes más precisas de los objetos que se observen. Para obtener una muy alta resolución, sería en principio necesario construir antenas muy grandes. Una alternativa es construir un intereferómetro. Si se correlacionan las señales de varios radio telescopios que estan separados por una cierta distancia, se forma un arreglo, al cual se le llama *interferómetro*. El arreglo más sencillo es un interferómetro de dos elementos (ver Figura 2.6),

En este tipo de arreglo, el límite de la resolución se define como :

$$\theta = \lambda/B, \quad (2.12)$$

donde  $B$ , es la máxima distancia entre antenas. Así, interferómetros permiten obtener alta resolución angular sin necesidad de construir antenas grandes.

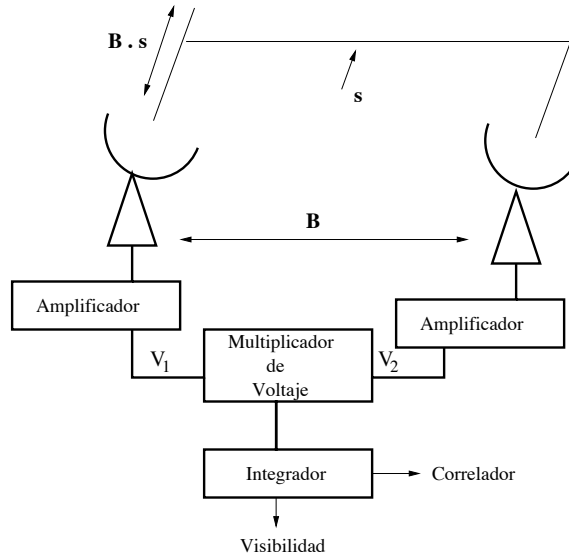


Figura 2.6 Componentes básicos de un interferómetro de dos elementos.

### 2.2.1. Función de Coherencia mutua

Cuando dos ondas de radio de una fuente puntual llegan a las antenas simultáneamente, pueden interferir constructiva o destructivamente. El hecho de que uno u otro caso ocurra depende de la posición relativa de las antenas y la fuente. Entonces, cuando se observa una fuente que se va moviendo en el cielo, las dos señales se reforzarán y cancelarán alternativamente, formando así un patrón de franjas brillantes y oscuras, al cual se le llama *patrón de interferencia*. Cuando las ondas de radio de una fuente forman este patrón de interferencia, entonces se dice que los haces de radiación son coherentes. En el caso de que los haces fueran emitidos aleatoriamente, no se produciría tal patrón, en este caso, se dice que los haces de radiación son incoherentes. También hay casos donde se tiene una coherencia parcial.

Una medida de la coherencia se puede obtener a partir de la función de coherencia mutua, la cual describe la correlación del campo de radiación en dos puntos dados. Esta función puede ser medida en un interferómetro de dos elementos. Tiene unidades de potencia y está definida como :

$$\begin{aligned} \Gamma(P_1, P_2, \tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U(P_1, t) U^*(P_2, t + \tau) dt \\ &= \langle U(P_1, t) U^*(P_2, t + \tau) \rangle \end{aligned} \quad (2.13)$$

donde  $P_1$  y  $P_2$  son dos puntos por donde pasa el haz,  $U(P_1, t_1)$  y  $U(P_2, t_2)$  son los voltajes correspondientes y  $\tau$  es el tiempo que tarda la luz en llegar de un punto a otro. Para el caso en que  $P_1 = P_2 = P$  y que el retraso temporal es cero,

$$I(P) = \Gamma(P, P, 0) = \langle U(P, t) U^*(P, t) \rangle \quad (2.14)$$

Si se normaliza  $\Gamma$  tomando un haz de intensidad  $I$  se tiene :

$$\gamma(P_1, P_2, \tau) = \frac{\Gamma(P_1, P_2, \tau)}{\sqrt{I(P_1)I(P_2)}} \quad (2.15)$$

### El teorema de van Citter-Zernike

Este teorema especifica como se relacionan la función de coherencia mutua de un plano de ondas monocromáticas constituido de ondas plana, y la distribución de la intensidad para el caso de una fuente extendida. Suponiendo que se tiene una fuente extendida con una intensidad  $I(\mathbf{s})$ , donde  $\mathbf{s}$  es el vector que describe la dirección de propagación, la función de coherencia mutua de la radiación de la fuente está dada por :

$$\Gamma(\mathbf{u}, \tau) = \int \int I(\mathbf{s}) e^{k\mathbf{s} \cdot \mathbf{u} + i\omega\tau} d\mathbf{s}, \quad (2.16)$$

donde  $\mathbf{u}$  es el vector de la distancia entre los puntos  $P_1$  y  $P_2$ , e  $I(\mathbf{s})$  es,

$$I(\mathbf{s}) = \int \int U(\mathbf{s} + \sigma) U^*(\mathbf{s} + \sigma) d\sigma, \quad (2.17)$$

$I(\mathbf{s})$ , representa la intensidad total a la posición  $P$  integrando sobre toda la región angular donde las posiciones  $\mathbf{s} + \sigma$ , que contribuyen al campo de radiación, se propagan en la dirección de  $\mathbf{u}$ . La ecuación 2.16, es la versión monocromática del teorema de van Citter-Zernike.

### 2.2.2. Interferómetro de dos elementos

La manera más sencilla de medir la función de coherencia  $\Gamma(u, \tau)$  es usando un interferómetro de dos elementos. Supongamos dos telescopios  $T_1$  y  $T_2$  separados una distancia  $\mathbf{B}$  (ver Fig. 2.6).

Una onda electromagnética induce el voltaje  $U_1$  en la salida de la antena  $T_1$ ,

$$U_1 \propto E e^{i\omega t}, \quad (2.18)$$

mientras que en la antena  $T_2$  tenemos que la señal es :

$$U_2 \propto E e^{i\omega t - \tau}, \quad (2.19)$$

donde  $\tau$  es el retraso geométrico causado por la orientación relativa del interferómetro y la dirección de propagación de la onda. Después de que las señales de salida de ambas antenas se correlacionan, la señal resultante esta dada por :

$$R(\tau) \propto \frac{1}{2} E^2 e^{i\omega\tau} \quad (2.20)$$

Ahora, si la distribución de la intensidad de radio está dada por  $I_\nu(s)$ , la potencia recibida por ancho de banda  $d\nu$  del elemento fuente  $d\Omega$  es  $A(s)I_\nu(s)d\Omega d\nu$ , donde  $A(s)$ , es el área efectiva en la dirección de  $s$ . La salida de correlador para la radiación de la dirección  $s$  es (ver Fig. 2.6) :

$$r_{12} = A(s)I_\nu(s)e^{i\omega\tau} dsd\nu, \quad (2.21)$$

donde  $\tau$  es la diferencia entre el retraso geométrico y el retraso instrumental. Si  $\mathbf{B}$  es el vector de la línea de base entre las dos antenas, entonces se tiene que,

$$\tau = \tau_g - \tau_i = \frac{1}{c}\mathbf{B} \cdot \mathbf{s} - \tau_i, \quad (2.22)$$

así la respuesta es obtenida integrando sobre la fuente  $S$ ,

$$R(\mathbf{B}) = \int \int A(s)I_\nu(s)exp\left[i2\pi\nu\left(\frac{1}{c}\mathbf{B} \cdot \mathbf{s} - \tau_i\right)\right] dsd\nu. \quad (2.23)$$

Esta función  $R(\mathbf{B})$ , está relacionada con la función de coherencia mutua de la fuente (2.16), pero debido a que incluye el patrón de potencia de las antenas individuales ( $A(s)$ ), no es idéntica a  $\Gamma(\mathbf{B}, \tau)$ . Para antenas parabólicas se asume que  $A(s) = 0$  fuera del área principal del haz, así que la ecuación 2.23 solo está integrada sobre esta región.

### Síntesis de apertura

Síntesis de apertura es una designación de los métodos que se usan para derivar la distribución de la intensidad  $I_\nu(\mathbf{s})$  de la emisión de radio medida a partir de la función de correlación  $R(\mathbf{B})$ . Esto significa que se tiene que invertir la integral de la ecuación 2.23. Para esto se hace uso de las transformadas de Fourier y varias aproximaciones. Para resolver la ecuación 2.23 se debe introducir un sistema de coordenadas convenientes para las dos cantidades vectoriales  $\mathbf{s}$  y  $\mathbf{B}$ . Introducimos el vector unitario  $\sigma$  que apunte hacia el origen (ver Fig. 2.7) dado por,

$$\mathbf{s} = \mathbf{s}_0 + \sigma, \quad |\sigma| = 1, \quad (2.24)$$

donde  $\mathbf{s}_0$ , se escoge convenientemente en el centro de la región a investigar. Sustituyendo esto en la ecuación 2.23, se tiene que:

$$R(\mathbf{B}) = exp\left[i\omega\left(\frac{1}{c}\mathbf{B} \cdot \mathbf{s}_0 - \tau_i\right)\right] d\nu \int \int_S A(\sigma)I(\sigma)exp\left(i\frac{\omega}{c}\mathbf{B} \cdot \sigma\right) d\sigma \quad (2.25)$$

El factor exponencial extraído de la integral describe una onda plana, el cual define la fase de  $R(\mathbf{B})$ , para el centro de la imagen. La integral es llamada la función de visibilidad  $V$  de la distribución de la intensidad  $I(\sigma)$ ,

$$V(\mathbf{B}) = \int \int_S A(\sigma)I(\sigma)exp\left(i\frac{\omega}{c}\mathbf{B} \cdot \sigma\right) d\sigma. \quad (2.26)$$

Ya que todas las fases están ajustadas para producir un retraso nulo en el centro de la imagen, la visibilidad está medida relativamente a esa posición. El sistema de coordenadas se escoge tal que:

$$\frac{\omega}{2\pi c}\mathbf{B} = (u, v, w), \quad \frac{\omega \pm \delta\omega}{2\pi c} = \frac{\nu}{c}\left(1 \pm \frac{\Delta\nu}{\nu}\right), \quad (2.27)$$

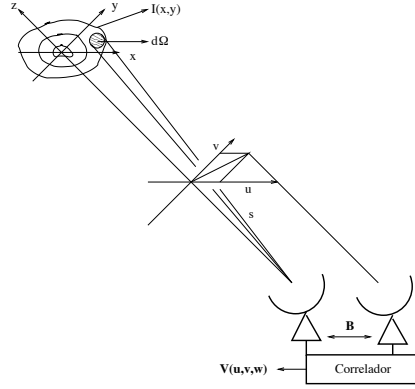


Figura 2.7 Geometría y coordenadas relacionadas con la síntesis de apertura.

donde  $u, v, w$ , están dadas en unidades de longitud de onda  $\lambda = 2\pi c/\omega$ . La dirección  $(0,0,1)$  es paralela a  $\mathbf{s}_0$ ,  $u$  apunta en la dirección local del este y  $v$  apunta hacia la dirección norte. El vector  $\sigma = (x, y, z)$  está definido de tal manera que  $x$  y  $y$  son los cosenos directores con respecto a los ejes  $u$  y  $v$ . Entonces el plano  $xy$  representa una proyección de la esfera celestial sobre un plano tangencial donde el punto tangente es  $\mathbf{s}_0$  (ver Fig. 2.7). En estas nuevas coordenadas tenemos que,

$$V(u, v, w) = \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y) I(x, y) \times \exp \left[ i2\pi(ux + vy + w\sqrt{1-x^2-y^2}) \right] \frac{dxdy}{\sqrt{1-x^2-y^2}}. \quad (2.28)$$

Los límites de la integración han sido extendidos a  $\pm\infty$  tomando  $A(x, y) = 0$  para  $x^2 + y^2 > l^2$ , donde  $l$  es el ancho del haz primario del telescopio. Si solo una pequeña región del cielo es mapeada, entonces  $\sqrt{1-x^2-y^2} \sim cte \sim 1$  y la ecuación (2.29) se convierte en,

$$V(u, v, w)e^{i2\pi w} = \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y) I(x, y) e^{i2\pi(ux+vy)} dxdy. \quad (2.29)$$

El factor  $e^{i2\pi w}$ , es la conversión que se necesita para cambiar la fase de  $V$  al valor que debería ser medido con las antenas en el plano  $u, v$  :

$$V(u, v, w)e^{i2\pi w} \sim V(u, v, 0). \quad (2.30)$$

Sustituyendo esto en la ecuación (2.29) y por medio de la transformada inversa de Fourier, se obtiene que :

$$I'(x, y) = A(x, y) I(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} V(u, v, 0) e^{-i2\pi(ux+vy)} dudv, \quad (2.31)$$

donde  $I'(x, y)$  es la intensidad  $I(x, y)$  modificada por la forma del haz primario  $A(x, y)$ .

### 2.2.3. El telescopio de síntesis del radio observatorio de Dominio

El telescopio de síntesis del radio observatorio de dominio (DRAO; por sus siglas en inglés) está formado por 7 antenas y es operado por el instituto nacional de Herzberg, del consejo nacional de investigación Canadiense. Este telescopio fue concebido como una herramienta para el estudio del medio interestelar en la Galaxia, con un enfoque más profundo a observaciones de alta resolución de HI. También es muy apropiado para mapear la emisión de radio continuo de la Galaxia ya que esta emisión muestra un rango muy amplio de tamaños estructurales al igual que la emisión de HI.

El arreglo de las antenas se muestra en las Figuras 2.8(a) y 2.8(b). Las antenas están equatorialmente montadas, cuentan con reflectores parabólicos y tienen un diámetro de 8.5 m.

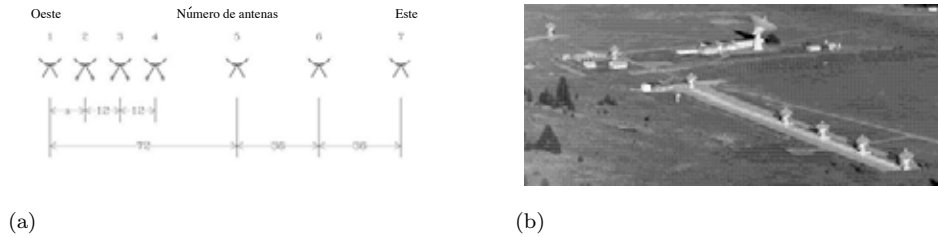


Figura 2.8 a) Configuración del Telescopio. La separación de las antenas están dadas en unidades de  $L$ , la cual tiene un valor de 4.286 m . b) Fotografía del interferómetro de DRAO.

El telescopio de síntesis del DRAO puede observar simultáneamente en las bandas de radio continuo a 408 MHz (74 cm) y a 1420 MHz (21 cm). Las imágenes a 1420 MHz y a 408 MHz tienen una resolución de  $3.5 \times 3.5 \text{ cosec}(\delta) \text{ arcmin}^2$  y  $1.0 \times 2.0 \text{ cosec}(\delta) \text{ arcmin}^2$  respectivamente. La calibración de las visibilidades se lleva a cabo cada 12 horas por medio de observaciones a fuentes puntuales que se encuentran cercanas. Los principales calibradores a 1420 MHz son 3C48, 3C147, 3C286, 3C295, 3C309.1 y 3C380 y a 408 MHz son 3C147 y 3C295.

Los principales parámetros del sistema para las observaciones de radio continuo a 1420 MHz y 408 MHz están presentados en la Tabla 2.2.

Actualmente, el sitio del DRAO mantiene una base de datos llamada sondeo Canadiense del plano Galáctico<sup>1</sup> (CGPS). El propósito de esta base de datos es compilar un sondeo general del plano Galáctico que incluya observaciones de radio continuo, milimétrico e infrarrojo. En Taylor et al. (2000) se puede encontrar mayor información de este sondeo. Las imágenes de radio continuo que usaremos en esta tesis fueron tomadas por el telescopio del DRAO, entre abril del 1995 y junio del 2000. Estas observaciones cubren  $73^\circ$  del plano Galáctico, para  $74.2 < l < 147.3$  y  $-3.6 < b < 5.6$  a 1420 MHz y  $-6.7 < b < 8.7$  a 408 MHz.

<sup>1</sup><http://www.ras.ucalgary.ca/CGPS/>



Cuadro 2.2 Parámetros del sistema a 1420 y 408 MHz.

	1420 MHz	408 MHz
Polarización	Circular Izquierda	Parámetros de Stokes (I, Q, U, V)
Ancho de banda	4 MHz	30 MHz
Temperatura del sistema	150 K	65 K
Tamaño del campo	8°1	2°0
Resolución	58''0×58''0 cosec( $\delta$ )	3'.4×3'.4 cosec( $\delta$ )
<i>rms</i>	0.3 mJy beam <sup>-1</sup>	3 mJy beam <sup>-1</sup>

Parte I

Sondeo de H<sub>2</sub>CO en regiones  
Galácticas

## Capítulo 3

# La molécula de formaldehído

Como ya se ha mencionado anteriormente, la molécula de hidrógeno ( $\text{H}_2$ ) es el principal componente de las nubes moleculares. Sin embargo, debido a que esta molécula es simétrica, carece de momento dipolar permanente, por lo que sus transiciones rotacionales están prohibidas dipolarmente. Por esta razón, para estudiar el gas que conforma las nubes moleculares, se usan transiciones de moléculas no simétricas, siendo la más común la transición (1-0) de la molécula de monóxido de carbono (CO). Se han llevado a cabo extensos sondeos sobre la estructura del gas molecular basados en esta línea de emisión CO(1-0). Sin embargo, debido a que esta línea es ópticamente gruesa, su utilidad es limitada para determinar la estructura detallada y las condiciones físicas dentro de las nubes moleculares. Para mayor información sobre la estructura interna de las nubes, se usan otros tipos de trazadores ópticamente delgados, como líneas de las moléculas  $^{13}\text{CO}$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}$ , OH, CH,  $\text{H}_2\text{CO}$ , CS y  $\text{NH}_3$  (ver §1.2 del capítulo 1). En esta tesis me enfoco a la molécula de  $\text{H}_2\text{CO}$ .

### 3.1. Estudio del Formaldehído

El formaldehído, fue una de las primeras moléculas poliatómicas que se detectó en el medio interestelar, y se ha encontrado que es un constituyente común de las nubes moleculares. La estructura molecular del  $\text{H}_2\text{CO}$  se muestra en la figura 3.1a. Algunas de sus transiciones importantes son a 2 mm ( $2_{12} \rightarrow 1_{11}$ ), 1 cm ( $3_{13} \rightarrow 3_{12}$ ), 2 cm ( $2_{12} \rightarrow 2_{11}$ ) y 6 cm ( $1_{11} \rightarrow 1_{10}$ ), ver figura 3.1. Las líneas observadas a 6 cm y 2 cm corresponden a transiciones intra-dobletes ( $K = 1 \Delta J = 0$ ), para  $J = 1$  y  $J = 2$  respectivamente. La transición milimétrica corresponde a  $\Delta K = 0$  y  $\Delta J = 1$ . Debido a la simetría del espín nuclear en el átomo de hidrógeno los niveles se dividen en dos especies: para ( $K$  es par) y ortho ( $K$  es impar). Estas dos formas pueden considerarse como dos especies químicas diferentes en el MIE.

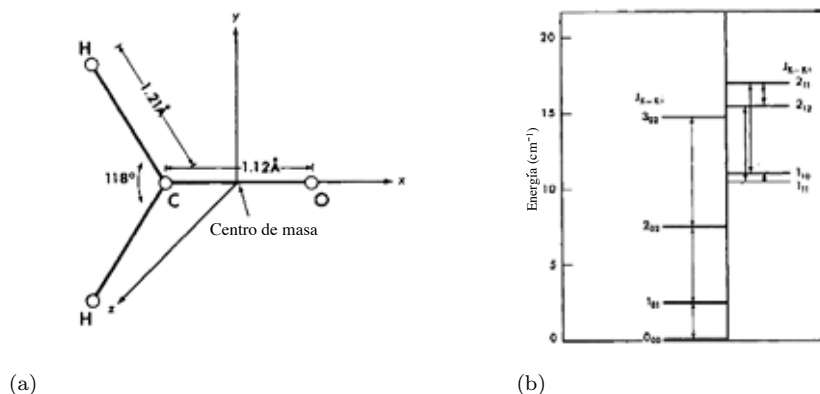


Figura 3.1 a) Estructura molecular del  $\text{H}_2\text{CO}$  (Townes & Cheung 1969). b) Diagrama de los niveles de energía de la molécula  $\text{H}_2\text{CO}$  en su estado vibracional base (Thaddeus 1972)

La línea del formaldehído  $1_{10} \leftarrow 1_{11}$  a 6 cm ha sido la más estudiada y fue descubierta por Snyder et al. (1969). Desde un principio, esta línea se observó en absorción hacia muchas regiones HII y en fuentes de continuo no térmicas (Zuckerman et al. 1970, Whiteoak & Gardner 1970, Gardner & Whiteoak 1970). Sin embargo, el descubrimiento más sorprendente fue cuando esta línea se observó en muchas nebulosas oscuras donde no había fuentes continuas de fondo. Esto indudablemente indicó que la temperatura de excitación que caracteriza a la población en los niveles  $1_{10}$  y  $1_{11}$  era menor a 2.7 K ( $\approx 1.8$  K; Palmer et al. 1969) y que, por lo tanto, el  $\text{H}_2\text{CO}$  en sí estaba absorbiendo la radiación del fondo cósmico. En ese sentido, el  $\text{H}_2\text{CO}$  actúa como un trazador de gas molecular obicuo. A esta línea de absorción se le llamó “anómala” ya que su temperatura de excitación es menor a la temperatura del fondo cósmico de microondas y a la temperatura cinética de la nube (10-30 K). El hecho de que se observe una temperatura de excitación tan baja, se requiere de un mecanismo de enfriamiento que provoca una sobrepoblación en el nivel más bajo de energía ( $1_{11}$ ).

A fin de explicar la sobrepoblación del nivel inferior, diferentes modelos fueron propuestos. Por ejemplo, Townes y Cheung (1969) proponen un modelo que implica colisiones del  $\text{H}_2\text{CO}$  con átomos esféricos pesados como el Neón. Si los átomos de Neón tienen una energía cinética más grande que la energía rotacional del  $\text{H}_2\text{CO}$  en el nivel  $J = 1$ , entonces se puede esperar una excitación de los niveles  $1_{11}$  y  $1_{10}$  hacia los niveles de transición más altos ( $2_{12}$  ó  $3_{13}$ ). Posteriormente, la radiación espontánea permite a la molécula decender de los niveles altos hasta el nivel  $1_{11}$ , pero no al nivel  $1_{10}$ , como se muestra en la Figura 3.1(b). En consecuencia, tales colisiones producen un exceso de moléculas en el nivel  $1_{11}$ . Otros modelos que no involucraban colisiones fueron propuestos por Litvak (1970), Solomon y Thaddeus (1970) y Thaddeus (1972a). Sin embargo, Evans et al. (1975) por medio de un estudio más detallado con observaciones a las líneas 2 cm y 6 cm del  $\text{H}_2\text{CO}$  en varias nubes oscuras y usando perfiles de densidad, concluye que el mecanismo de bombeo principal es por medio de colisiones. Como el modelo que involucra colisiones parece ser el más indicado para explicar

el bombeo al nivel 1<sub>11</sub>, se efectuaron varios trabajos para seguirlo verificando, determinando las secciones eficaces de colisiones apropiadas y considerando colisiones del H<sub>2</sub>CO con He o con el mismo H<sub>2</sub> (Garrison et al. 1975, Green et al. 1978, Piehler et al. 1988).

### 3.2. H<sub>2</sub>CO como trazador de gas molecular

Para estudiar las nubes moleculares, se deben medir sus propiedades físicas. Dos de las propiedades más fundamentales son la temperatura cinética y la densidad. Desde su descubrimiento hasta la fecha, el formaldehído ha sido extensamente usado para probar la densidad espacial y temperatura cinética en los núcleos de las nubes moleculares densas (e.g. Evans et al. 1975, Wootten, Snell, & Evans 1980, Mangum et al. 1990, Mangum, Wootten & Plambeck 1993, Mangum & Wootten 1993, van Dishoeck et al. 1995, Moriarty-Schieven et al. 1995, Choi et al. 2000, Maret et al. 2004, Jørgensen et al. 2005, Rodríguez et al. 2006, Rodríguez et al. 2007). Una buena parte de estos sondeos se ha concentrado en observaciones en las líneas de 2 y 6 cm.

La gran aceptación de las líneas a 2 y 6 cm del formaldehído como trazadores de gas molecular se debe principalmente a sus características de excitación. Sin embargo, la excitación de sus transiciones no es muy simple. Para bajas densidades ( $10^2 < n < 10^5$ ), la excitación de las líneas llega a tener una temperatura menor que 2.7 K, debido a colisiones del H<sub>2</sub>CO con partículas neutras, por lo que estas líneas se observan en absorción contra el fondo cósmico de microondas. Esto convierte al formaldehído en un trazador potencial de gas molecular frío. Por otro lado, para densidades mayores a  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ , la temperatura de excitación se aproxima a la temperatura cinética de la nube, lo cual hace que las líneas se observen en emisión. Sobre estas bases, la emisión térmica del formaldehído ha sido propuesta como una prueba de medios moleculares de alta densidad (e.g., Mangum et al. 1993, Moriarty-Schieven, et al. 1995, Mangum, et al. 1996, Mangum et al. 1999, Araya et al. 2002, Araya et al. 2004, Araya et al. 2006, Araya et al. 2007, Mühle, et al. 2007, Mangum et al. 2008).

La figura 3.2 muestra este comportamiento de las líneas de transición a 2 y 6 cm del H<sub>2</sub>CO, a una temperatura cinética de 15 K para diferentes valores de la densidad del H<sub>2</sub>.

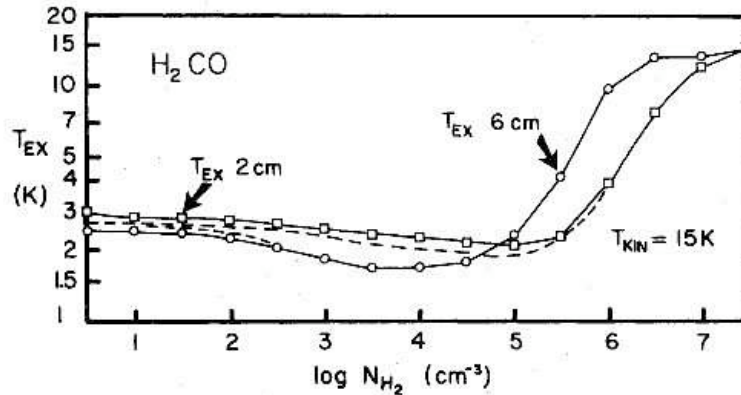


Figura 3.2 Gráfica logarítmica de la temperatura de excitación calculada para diferentes valores de densidad del H<sub>2</sub> a una temperatura cinética de 15 K en las transiciones a 6 y 2 cm del formaldehído (Matsakis 1979).

En la primera parte de esta tesis se presenta un estudio más detallado sobre características de excitación del formaldehído. Para esto se llevó a cabo un sondeo de la línea a 6 cm del H<sub>2</sub>CO hacia varias regiones en nuestra Galaxia. En esta investigación se explora la posibilidad de encontrar complejos de gas molecular frío, en base a que tales regiones podrían llegar a tener temperaturas más bajas que la temperatura de excitación de las moléculas que usualmente se usan como trazadores de gas molecular. Esto provocaría que esos complejos de gas molecular frío, no pudieran ser detectados por moléculas, como CO. Pero si con observaciones de moléculas cuyas transiciones tuvieran bajas temperaturas de excitación como las del formaldehído. También a fin de conocer las similitudes y discrepancias del formaldehído con respecto al CO se realiza una comparación entre estos dos trazadores de gas molecular. Para esto se hace uso de observaciones de CO previamente reportados en la literatura.

Una de las regiones escogidas para llevar a cabo el sondeo del H<sub>2</sub>CO fue el anticentro Galáctico ya que hacia esa dirección el gradiente de velocidad debido a la rotación de la Galaxia es muy bajo, lo cual provoca un grado de “acumulación” de absorción, permitiendo así aumentar la probabilidad de detección del formaldehído. El capítulo 4 (Rodríguez et al. 2006), expone los resultados obtenidos de la observación del H<sub>2</sub>CO hacia esta región. Otra de las regiones analizadas en este estudio fue la nube molecular L1204, la cual está asociada a la región HII S140. En el capítulo 5 (Rodríguez et al. 2007), se presentan los resultados de este sondeo del H<sub>2</sub>CO y también se incluye un análisis sobre la dependencia de la temperatura de excitación del H<sub>2</sub>CO con la densidad del H<sub>2</sub> para diferentes temperaturas cinéticas de las nubes moleculares.

## Capítulo 4

# Anticentro Galáctico

### **Anomalous H<sub>2</sub>CO Absorption Towards the Galactic Anticenter: A Blind Search for Dense Molecular Clouds**

Autores: Mónica Ivette Rodríguez, Ronald J. Allen, Laurent Loinard, y Tommy Wiklind.  
Publicado en la revista *The Astrophysical Journal* Volumen 652, Número 2, páginas: 1230-1239 en Diciembre de 2006.

#### **Resumen**

Llevamos a cabo una búsqueda a ciegas de absorción a 4.83 GHz del fondo cósmico por nubes moleculares que contienen formaldehído hacia la dirección del anticentro Galáctico. Las observaciones fueron hechas usando la antena de 25 m del Observatorio de Onsala en Suecia, cubriendo franjas de latitud galáctica en el rango  $-1^\circ \leq b \leq +1^\circ$  para varias longitudes Galácticas dentro de la región  $170^\circ \leq l \leq 190^\circ$ . Hacia esa dirección, la emisión del fondo Galáctico no-térmica a 6-cm es muy débil, lo cual nos asegura que la absorción del H<sub>2</sub>CO es realmente contra el fondo de microondas cósmico, además de que debido a la rotación de la Galaxia, el gradiente de velocidad hacia el Anticentro Galáctico es muy bajo, lo que permite que aumente la probabilidad de detección del H<sub>2</sub>CO. La separación en latitud para cada franja fue de 10', correspondiente a la resolución del telescopio. Hemos detectado absorción del H<sub>2</sub>CO en aproximadamente el 10% de las posiciones observadas. Es probable que este índice de detección incremente con futuros aumentos en sensibilidad y puede que sea comparable al índice de detección esperado para un sondeo del CO al mismo límite de sensibilidad. Hemos hecho mapas más detallados de algunas de las detecciones de H<sub>2</sub>CO para compararlos con mapas de CO (1-0) de las mismas regiones. Existe una buena correlación espacial entre la emisión del CO y la línea de absorción del H<sub>2</sub>CO. Sin embargo, la dispersión de esta relación es mayor que los errores medidos, indicando diferencias al nivel de resolución lineal de nuestras observaciones ( $\approx 4 - 9$  pc). Si bien se espera que estos dos trazadores tengan similares características de excitación en núcleos densos de nubes moleculares tibias ( $T_K > 10\text{K}$ ,  $10^3 < n < 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ), la línea de CO es ópticamente gruesa,

mientras que la de  $\text{H}_2\text{CO}$  no. Esta última diferencia parece ser significativa para la dispersión que encontramos en la correlación.



## ANOMALOUS H<sub>2</sub>CO ABSORPTION TOWARD THE GALACTIC ANTICENTER: A BLIND SEARCH FOR DENSE MOLECULAR CLOUDS

MÓNICA IVETTE RODRÍGUEZ,<sup>1,2</sup> RONALD J. ALLEN,<sup>1</sup> LAURENT LOINARD,<sup>2</sup> AND TOMMY WIKLIND<sup>1,3</sup>

Received 2006 June 14; accepted 2006 July 26

### ABSTRACT

We have carried out a blind search in the general direction of the Galactic anticenter for absorption of the cosmic microwave background (CMB) radiation near 4.83 GHz by molecular clouds containing gaseous ortho-formaldehyde (H<sub>2</sub>CO). The observations were done using the 25 m radio telescope at Onsala in Sweden and covered strips in Galactic latitude  $-1^\circ \leq b \leq +1^\circ$  at several longitudes in the region  $170^\circ \leq l \leq 190^\circ$ . Spectra were obtained in these strips with a grid spacing corresponding to the telescope resolution of  $10'$ . We have detected H<sub>2</sub>CO CMB absorption at  $\approx 10\%$  of the survey pointings. This detection rate is likely to increase with further improvements in sensitivity and may become comparable to the detection rate expected from a blind CO survey with a corresponding sensitivity limit. We have mapped some of these detections in more detail and compared the H<sub>2</sub>CO absorption to existing maps of CO(1–0) emission in the same regions. There appears to be a rough correlation between the velocity-integrated line strength of the CO(1–0) emission and that of the H<sub>2</sub>CO absorption. However, the scatter in this correlation is significantly larger than the measurement errors, indicating differences of detail at and below the linear resolution of our observations ( $\approx 4$ – $9$  pc). Although these two tracers are expected to have similar excitation requirements on the microscopic level characteristic of warm ( $T_K > 10$  K) dense ( $10^3 \text{ cm}^{-3} < n < 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) condensations in molecular clouds, the CO(1–0) line is expected to be optically thick, whereas the H<sub>2</sub>CO line is not. This latter difference is likely to be responsible for a significant part of the scatter in the correlation we have found.

*Subject headings:* galaxies: ISM — ISM: clouds — ISM: molecules — radio lines: ISM — stars: formation

*Online material:* machine-readable tables

### 1. INTRODUCTION

Following on the discovery of the anomalous absorption of the cosmic microwave background (CMB) at 4.83 GHz by gas-phase ortho-formaldehyde (H<sub>2</sub>CO) molecules in a few nearby Galactic dark nebula (Palmer et al. 1969), several surveys were carried out in hopes of establishing the general Galactic distribution of distant dusty molecular clouds containing gaseous H<sub>2</sub>CO. Gordon & Roberts (1971) used the NRAO 140 foot (42 m) telescope (beam FWHM  $\approx 6'$ , system temperature  $T_S \approx 85$  K) to survey 30 positions spread out along the Galactic plane near  $b = 0^\circ$  in the range  $2^\circ \leq l \leq 251.1^\circ$  and chosen to be free of radio continuum emission. With the exception of one position near the Galactic center (which did indeed appear to have continuum emission in the general area), no detections of CMB absorption could be registered, with a typical peak limit ( $5\sigma$ ) of 0.07 K in a velocity channel of width  $1.6 \text{ km s}^{-1}$ . Gordon & Roberts concluded that either the excitation temperature of the general Galactic distribution of H<sub>2</sub>CO must be close to the brightness temperature of the CMB (now known to be 2.73 K) or the dust clouds harboring the H<sub>2</sub>CO must be much smaller than the telescope beam. This disappointing result was corroborated with additional observations by Gordon & Höglund (1973) using the 25 m radio telescope of the Onsala Space Observatory (OSO) in Sweden (FWHM  $\approx 10.5'$ ,  $T_S \leq 55$  K) in order to map three  $1^\circ \times 1^\circ$  fields in the Galactic plane at  $l = 48^\circ, 70^\circ$ , and  $110^\circ$ . Spectra were

obtained in each of these fields on a grid with separation  $10'$ . No emission or absorption was found, with a typical peak limit of 0.15 K in a  $0.62 \text{ km s}^{-1}$  channel.

The first large-scale survey for H<sub>2</sub>CO along the Galactic plane was carried out by Few (1979) using the Jodrell Bank Mark II radio telescope (FWHM  $\approx 9.6 \times 10.3'$ ,  $T_S \approx 70$  K). Observations were made at  $b = 0^\circ$ , every  $2^\circ$  of Galactic longitude in the range  $8^\circ \leq l \leq 60^\circ$ , and every  $1^\circ$  in the range  $14^\circ \leq l \leq 36^\circ$ . These observations were successful in recording H<sub>2</sub>CO absorption in the inner Galaxy, and some approximate information on the spatial distribution was obtained. However, the signal dropped to undetectable levels beyond  $l \gtrsim 50^\circ$ , and no observations were attempted in the outer Galaxy. In fact, at no position did the absorption-line profile depth exceed the observed continuum temperature. One can therefore safely conclude that what was being measured was not the anomalous CMB absorption (which was still apparently too weak) but rather absorption of the Galactic background radio radiation, which is strongest in the inner Galaxy.

Although gaseous H<sub>2</sub>CO may be nearly absent in parts of the interstellar medium (ISM) because it is dissociated or frozen out on grains, these early surveys provided an indication that the physical conditions under which detectable anomalous H<sub>2</sub>CO absorption occurs may not be common in the Galaxy. Observers turned their attention to other, more easily detected molecules, notably CO, and we now have extensive surveys of the CO(1–0) line over large sections of the Galactic plane (Dame et al. 1987, 2001; Combes 1991). These surveys, along with many detailed studies of specific molecular clouds in a wide range of molecular tracers, have all contributed to a much more complete (and much more complicated) view of physical conditions in the cool molecular ISM.

An explanation for the anomalous CMB absorption by H<sub>2</sub>CO was first suggested by Townes & Cheung (1969) using a classical

<sup>1</sup> Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218; monica@stsci.edu, rjallen@stsci.edu, wiklind@stsci.edu.

<sup>2</sup> Centro de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 72-3 (Xangari), 58089 Morelia, Michoacán, Mexico; m.rodriguez@astrosmo.unam.mx, l.loinard@astrosmo.unam.mx.

<sup>3</sup> Affiliated with the Space Sciences Department of the European Space Agency.

calculation for collisional excitation. Subsequent work, especially by Evans and his collaborators (Evans 1975; Evans et al. 1975), confirmed this result using quantum mechanical calculations and observations. The collisional pumping mechanism is more effective at high collision rates, so in general the absorption is strongest at higher densities and temperatures. However, the calculations by Evans (1975) showed that the mechanism would still be effective at rather low temperatures, below about 10 K. More precise quantum mechanical calculations reported by Garrison et al. (1975) suggested a smaller effect at very low kinetic temperatures, but both methods involved approximations. This leaves open the possibility that high-density, cold clumps of molecular gas in the ISM may be detectable in H<sub>2</sub>CO absorption and has provided part of the motivation for our observing program.

Our approach is to carry out long integrations at a set of blindly selected positions in the general direction of the Galactic anticenter. For these observations we have again used the 25 m OSO radio telescope at Onsala, the same telescope used by Gordon & Höglund more than 33 years ago in their failed attempt to detect the general H<sub>2</sub>CO CMB absorption. Our present success is due entirely to the availability of more sensitive receivers and to generous allocations of observing time on this telescope. Our survey has two main features. First, it is a “blind” survey; we purposely avoided using maps of any other ISM tracer to construct the observing program. Second, we chose to observe in the Galactic anticenter region, i.e., in the general direction of the outer Galaxy. The Galactic nonthermal background at 6 cm is exceedingly faint in this direction, so we can be fairly confident that any absorption we might detect is indeed anomalous CMB absorption. We return to this point below. In addition, the velocity gradient owing to Galactic rotation is small in the anticenter direction, so we might hope for some degree of “bunching” of absorption features, enhancing the probability of detection.

## 2. OBSERVATIONS AND RESULTS

The observations were obtained during two sessions, the first in 2004 September–October and the second in 2005 May, with the 25 m Onsala radio telescope. At 6 cm the angular resolution of the telescope is FWHM  $\approx 10'$ , and the pointing precision is better than  $20''$ . The local oscillator was operated in frequency-switching mode with a “throw” of 0.8 MHz, and both (circular) polarizations of the incoming signal were recorded simultaneously in two independent units of a digital autocorrelator spectrometer. Each of these units provided 800 channels spaced by 4 kHz. At the frequency of the  $1_{11}-1_{10}$  line of ortho-H<sub>2</sub>CO (4829.660 MHz), this setup provided a total bandwidth of 3.2 MHz = 199 km s<sup>-1</sup> and a (twice-hanning-smoothed) velocity resolution of 16 kHz = 0.99 km s<sup>-1</sup>. Daily observations of Cas A were made in order to check the overall performance of the receiver. The system temperature during our sessions varied from 33 to 36 K. The offline data reduction was done with the GILDAS CLASS software system<sup>4</sup> and involved only the subtraction of (flat) baselines from individual integrations and the averaging of all spectra taken at the same pointing position. The total integration time at each pointing position was  $\approx 2$  hr, yielding a final typical rms noise level of 0.0035 K ( $T_A^*$ ) and a 5  $\sigma$  detection limit of 0.0175 K in each  $\approx 1$  km s<sup>-1</sup> channel.

### 2.1. The Blind Search

For our blind search integrations were made every  $10'$  in 11 strips perpendicular to the Galactic plane from  $-1^\circ$  to  $+1^\circ$  at

<sup>4</sup> Grenoble Image and Line Data Analysis System, <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>.

TABLE 1  
SPECTROMETER SYSTEMIC VELOCITY USED  
AT EACH LONGITUDE

Longitude (deg)	Velocity (km s <sup>-1</sup> )
170.....	-12
172.....	-9.7
174.....	-8.5
176.....	-7.3
178.....	-5.4
180.....	-3.1
182.....	-1.0
184.....	1.4
186.....	3.1
188.....	4.3
190.....	6.2

intervals of  $2^\circ$  in Galactic longitude from  $170^\circ$  to  $190^\circ$ . The spectrometer was centered at a slightly different systemic velocity for each strip (see Table 1), following the expected run of radial velocity according to the “standard” model of rotation in the outer Galaxy using H I data from Hartmann & Burton (1997).

The final (averaged) spectra are shown as a mosaic in Figure 1. There is clear evidence for absorption in 10–12 positions and hints of absorption in several more. It is evident that with our increased level of sensitivity, we have successfully detected H<sub>2</sub>CO absorption at roughly 10% of the total of 143 positions observed. It is also interesting to note that we have not recorded any H<sub>2</sub>CO emission; this may indicate that very dense gas with  $n \gtrsim 10^5$  (see § 4) is rare, with a low area filling factor, and/or the gas is much colder than  $\sim 10$  K. For reference, Figure 1 also shows the disposition of our survey positions with respect to the CO emission obtained from the survey by Dame et al. (2001). We return to this comparison below, but we wish to emphasize here that our choice of H<sub>2</sub>CO survey positions took no prior account of the distribution of CO emission. Nevertheless, it is clear from this figure that the H<sub>2</sub>CO absorption is seen most strongly in regions of strong CO emission. Figure 1 also shows regions of faint CO emission without corresponding H<sub>2</sub>CO absorption; for instance, several survey points at  $l = 188^\circ$  are located in a region of faint CO emission. The absence of H<sub>2</sub>CO absorption at such positions is likely to be a reflection of the sensitivity limit of our observations.

### 2.2. Mapping Observations

The presence of two regions of relatively strong absorption can be identified in Figure 1, the first at  $l \approx 182^\circ$  and the second at  $l \approx 190^\circ$ . We have mapped these two regions in more detail in order to examine the distribution of H<sub>2</sub>CO absorption and to permit a point-by-point comparison with the existing CO(1–0) emission surveys in this region of the Galaxy. The receiver settings for these two maps were identical to those used for the blind survey, and the total integration times per pointing position were similarly long.

Figure 2 (*left*) shows profiles at 63 of 66 positions on a grid centered (position 0, 0) at  $l = 182^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ , with an interval of  $10'$ . Similarly, Figure 3 (*left*) shows profiles at 101 of 121 positions on a grid centered (position 0, 0) at  $l = 190^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ , also with an interval of  $10'$ .

## 3. ANALYSIS

### 3.1. The Nature of the H<sub>2</sub>CO Absorption

How can we be sure that the absorption we have recorded, both in our blind search and in our two detailed maps, is actually

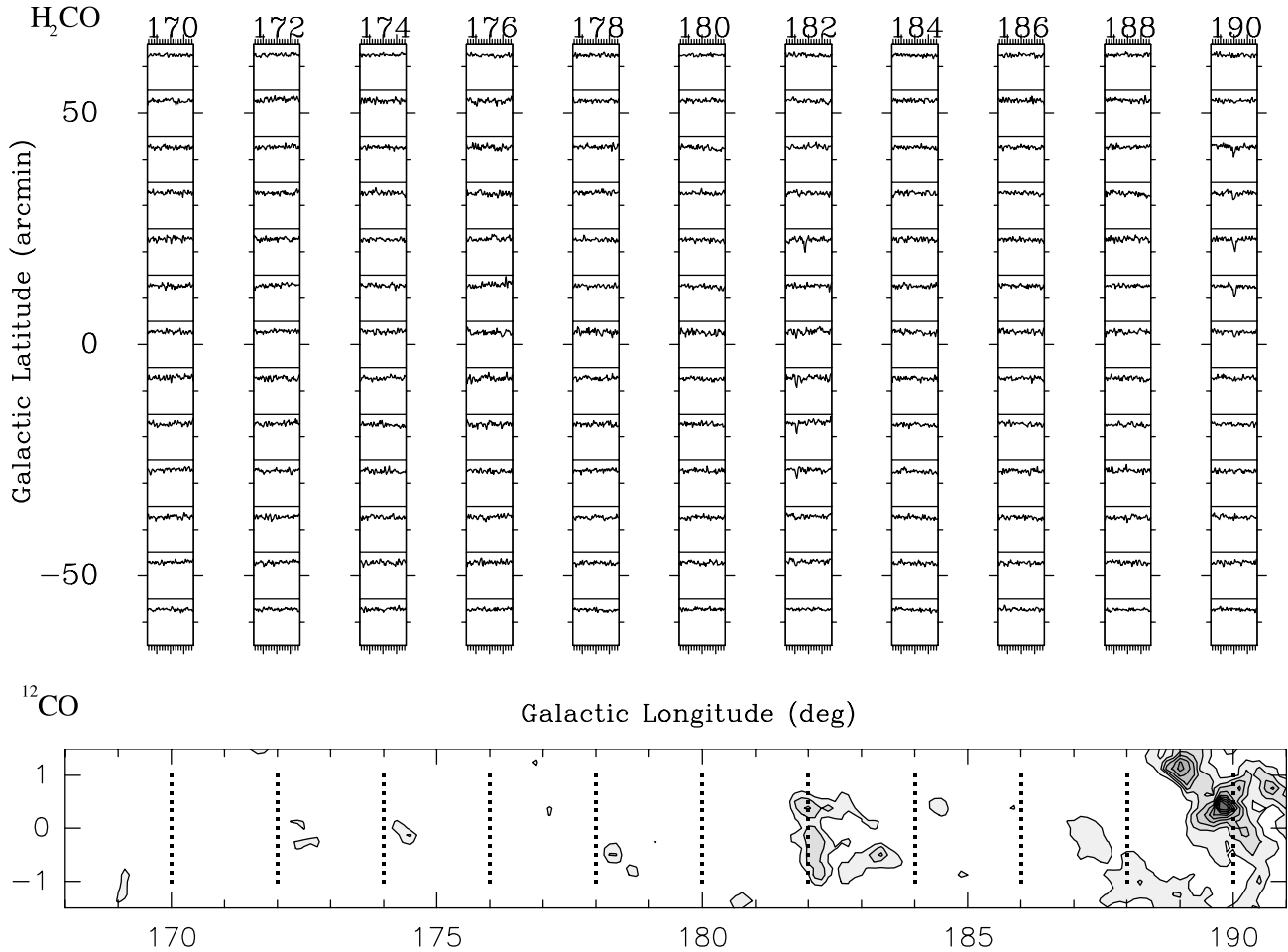


FIG. 1.—Mosaic of  $\text{H}_2\text{CO}$  spectra at 143 positions toward the Galactic anticenter. The Galactic longitude of each strip is given at the top of the figure, and the Galactic latitude is given on the left-hand side. The velocity scale along the bottom of each longitude strip is centered at the values given in Table 1; the short tick marks indicate increments of  $1 \text{ km s}^{-1}$ , and the longer ticks are at intervals of  $5 \text{ km s}^{-1}$ . The bottom panel shows the survey positions superposed on a map of the CO emission in the area (see text for details).

absorption of the CMB? We have earlier argued that it is not likely to be absorption of the Galactic nonthermal background, since this background is very faint in the outer Galaxy at 6 cm, so we can confidently rule out the type of absorption recorded in the inner Galaxy by Few (1979). But what about discrete continuum sources in the background, perhaps distant H II regions or radio galaxies? In order to examine this possibility, we have retrieved radio continuum survey data at 21 cm from Reich et al. (1997) covering the two regions we have mapped in detail. Figure 4 shows the 21 cm continuum in these two regions observed with the Effelsberg 100 m telescope at a resolution of  $9.4'$  (contours) overlaid on our  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption data (gray scale, resolution  $\approx 10'$ ). From the general lack of correspondence of the radio continuum peaks with the  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption maxima, we can safely conclude that it is indeed the CMB absorption we have recorded in  $\text{H}_2\text{CO}$ . Furthermore, the continuum sources are either behind the  $\text{H}_2\text{CO}$  absorbers, or the area filling factor of the absorbing clouds is small and the line of sight to the sources just misses the clouds.

### 3.2. Statistics of the $\text{H}_2\text{CO}$ Absorption

Our blind search has succeeded in recording anomalous  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption at approximately 10% of the survey positions. This is a significant improvement over the earlier blind searches

of Gordon & Roberts (1971) and Gordon & Höglund (1973), which failed to record any such absorption. Since we have no reason to believe that the regions chosen for the early searches are in any way peculiar, we conclude that our success is likely due to the large improvement in sensitivity of our observations. Our rms noise level is typically  $0.0035 \text{ K } (T_A^*)$  for a  $5 \sigma$  detection limit of  $0.0175 \text{ K}$ . When compared at the same velocity resolution, this is an improvement of  $\approx 5$  over the observations of Gordon & Roberts (1971) and a factor  $\approx 6.8$  over those of Gordon & Höglund (1973). This result strongly suggests that the detection rate is simply sensitivity limited, and that it would increase with further increases in sensitivity. Future searches would benefit from using larger telescope apertures with more collecting area; beam dilution would also be reduced on the more distant dust clouds.

### 3.3. Relation of $\text{H}_2\text{CO}$ CMB Absorption to CO(1–0) Emission

We have retrieved the CO(1–0) emission-line data for our two mapped fields from the survey by Dame et al. (2001), smoothed that data slightly from its original  $8.4'$  resolution to the  $10'$  resolution of our  $\text{H}_2\text{CO}$  observations, and extracted profiles at the same positions as on our maps near  $l = 182^\circ, b = 0^\circ$  and  $l = 190^\circ, b = 0^\circ$ . The results are shown in the right panels of Figures 2 and 3. A cursory inspection of these mosaics shows that there is

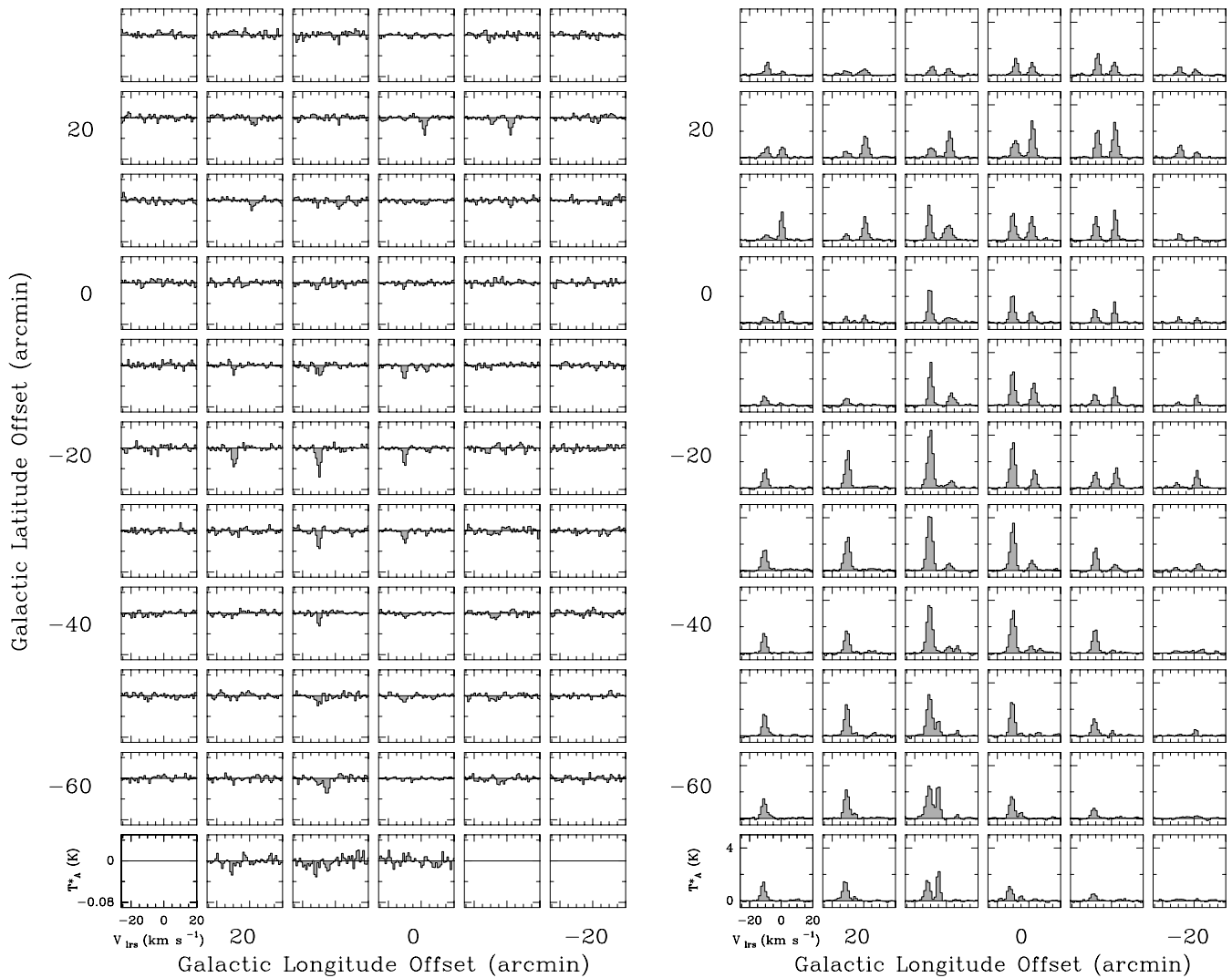


FIG. 2.—*Left*: Mosaic of H<sub>2</sub>CO spectra observed in the direction  $l = 182^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ . *Right*: Observations of CO(1–0) at corresponding positions, from the Columbia survey, smoothed to  $10'$  (see text).

an overall general correlation between the two tracers, in particular, at every position where we have detected H<sub>2</sub>CO, CO(1–0) emission is also detected. The converse is not always true; there are many positions where CO(1–0) is easily detected that show no corresponding H<sub>2</sub>CO above the noise. Although this may simply be a consequence of a lower signal-to-noise ratio (S/N) for the H<sub>2</sub>CO observations, a more detailed look at these profiles reveals that S/N is not the whole story. In particular, the H<sub>2</sub>CO absorption profiles are not merely scaled versions of the CO(1–0) emission profiles. Consider the profiles on the mosaic of Figure 3 at  $l = 190^\circ$ , in particular those at  $(-20, +10)$ ,  $(-10, +10)$ , and  $(0, +10)$ . In H<sub>2</sub>CO this sequence of three profiles shows a uniform decrease in the depth of the absorption from about  $-0.05$  to  $-0.04$  to  $-0.03$  K, but in CO, the emission profiles peak at about 6, 7, and 6 K respectively.

Another way of showing the general correlation between CO and H<sub>2</sub>CO is depicted in Figures 5 and 6, which show contour maps of the two components in a latitude-velocity plot integrated over a small range in longitude. Figure 5 shows the two velocity components in this region, a weaker component at  $\approx +2.5$  km s<sup>-1</sup>, and a stronger component at  $\approx -10$  km s<sup>-1</sup>. Figure 6 shows the data for the region centered at  $l = 190^\circ$  in the same latitude-

velocity presentation. The principal component here is observed at  $\approx +8.5$  km s<sup>-1</sup>. These figures confirm the general similarity of the CO emission and the H<sub>2</sub>CO absorption. The H<sub>2</sub>CO CMB absorption clearly generally traces the same molecular gas seen in the more ubiquitous (and easier to observe) CO molecule.

A general correspondence of H<sub>2</sub>CO and <sup>12</sup>CO(1–0) was also noted by Cohen et al. (1983) in their extensive mapping study of H<sub>2</sub>CO and OH in the Orion region. Those authors found a broad general agreement in that well-known star-forming region but concluded that the detailed agreement was poor. They found a better correspondence with <sup>13</sup>CO(1–0) and concluded that the reason for this was that the optically thick <sup>12</sup>CO(1–0) line was primarily tracing gas temperature, whereas the <sup>13</sup>CO(1–0) emission and the H<sub>2</sub>CO absorption are both optically thin lines that will trace primarily the density. In general, we agree with this interpretation, although, as we discuss in more detail later, the dependence of the H<sub>2</sub>CO absorption on kinetic temperature is also likely to be playing a role.

In order to study the relation between H<sub>2</sub>CO absorption and CO(1–0) emission in more detail, we have computed the moments of the profiles shown in Figures 2 and 3. The results are listed in Tables 3 and 4 in the Appendix. If two components are

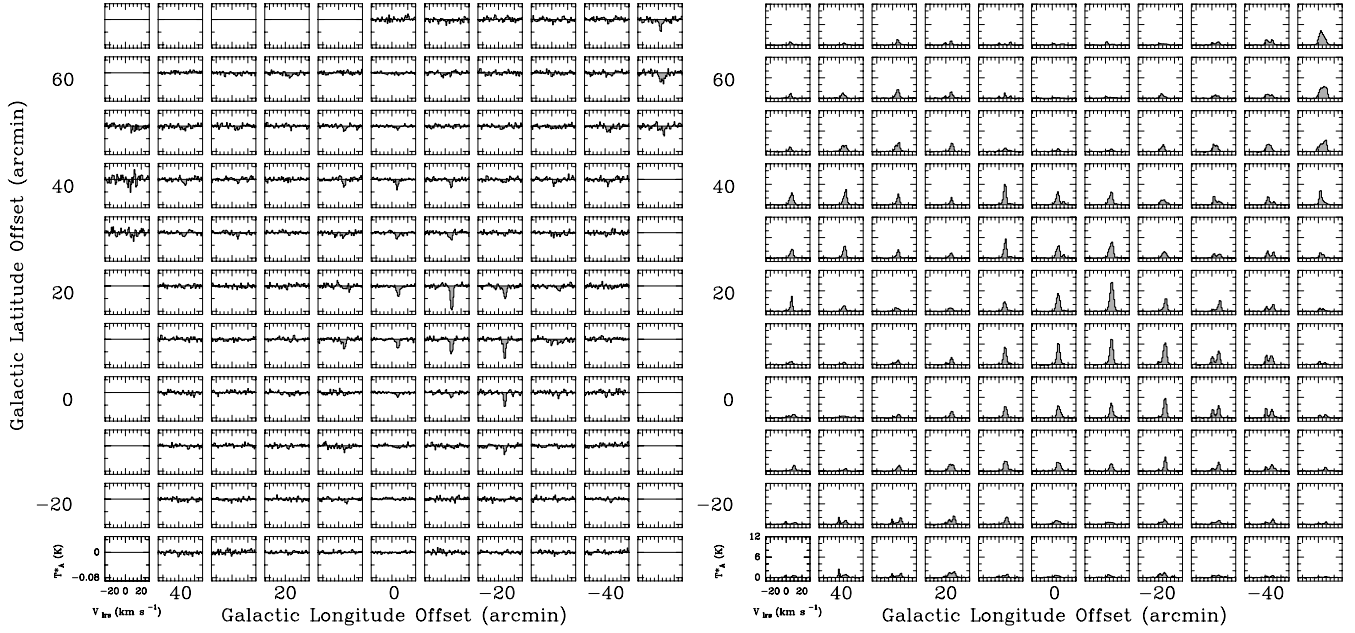


FIG. 3.— Same as Fig. 2, but observed in the direction  $l = 190^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ .

visible at a given pointing, the moments for each have been computed separately; in many cases a second component was too weak to be identified in  $\text{H}_2\text{CO}$ . Components that exceed the  $3\sigma$  limit are indicated in the last column of these tables, and their values are plotted in the correlation diagram of Figure 7. Since the data in the two fields did not seem to show any different trends, we have included the profile intensities from both fields in Figure 7.

We have fitted the data in Figure 7 by least squares to a straight line; the result is

$$I(\text{H}_2\text{CO}) = aI(\text{CO}) + b \quad (1)$$

yielding a value of  $a = -0.0041 \pm 0.0005$  and  $b = -0.034 \pm 0.013$ . While the fit is not bad, in several cases the data points lie significantly off the best-fit line. We return to this point in the Discussion below.

#### 3.4. Other Sources in the Two Mapped Fields

In order to have some idea of the distances to our detections, we have searched the *Catalog of Star-Forming Regions in the Galaxy* (Avedisova 2002) for objects at known distances that may be associated with them. Table 2 lists several *Infrared Astronomical Satellite* (IRAS) sources that are candidates and their

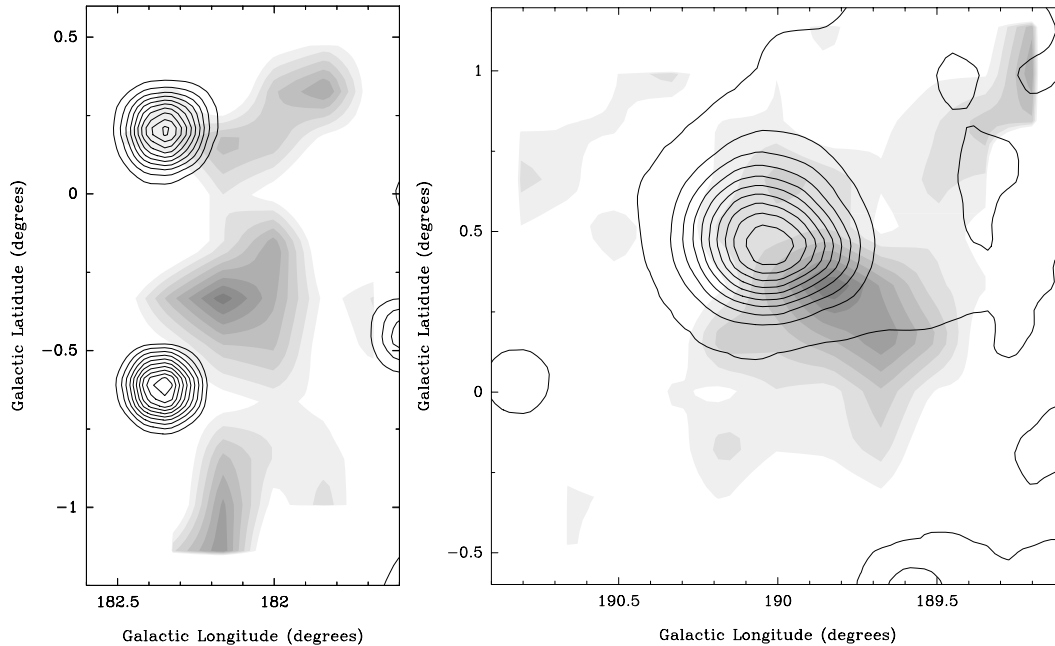


FIG. 4.— Location of the 21 cm radio continuum emission (contours: Effelsberg 100 m telescope,  $\text{FWHM} \approx 9''.4$ ) overlaid on our  $\text{H}_2\text{CO}$  observations (gray scale: Onsala 25 m telescope,  $\text{FWHM} \approx 10''$ ). *Left*: Detailed survey area near  $l = 182^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ . *Right*: Detailed survey area near  $l = 190^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ .

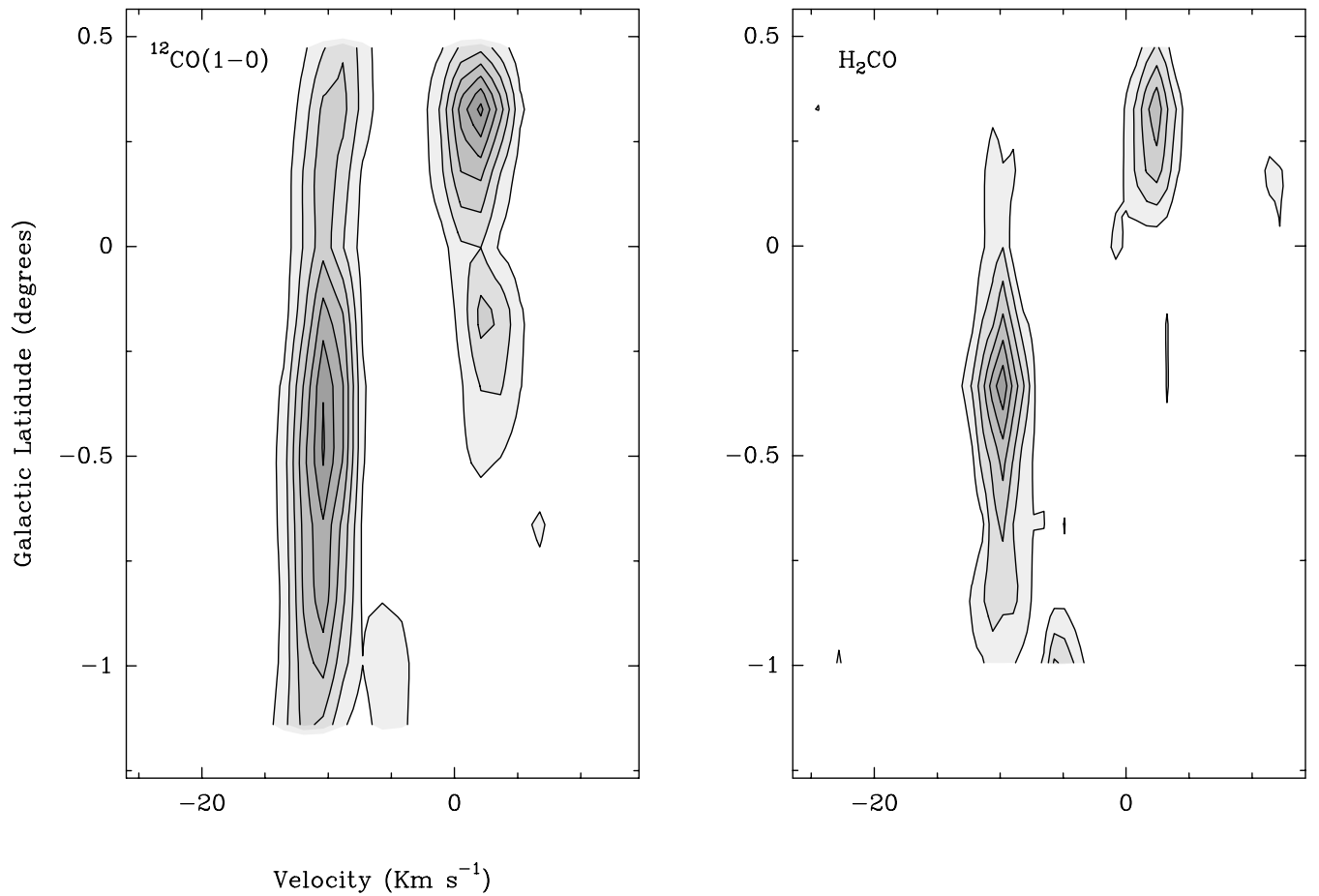


FIG. 5.—*Left*: Latitude-velocity contour maps of  $^{12}\text{CO}$  emission. *Right*:  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption observed in the direction  $l = 182^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ . The data have been integrated over the longitude range from  $l = 181.7$  to  $182.5$  in both panels.

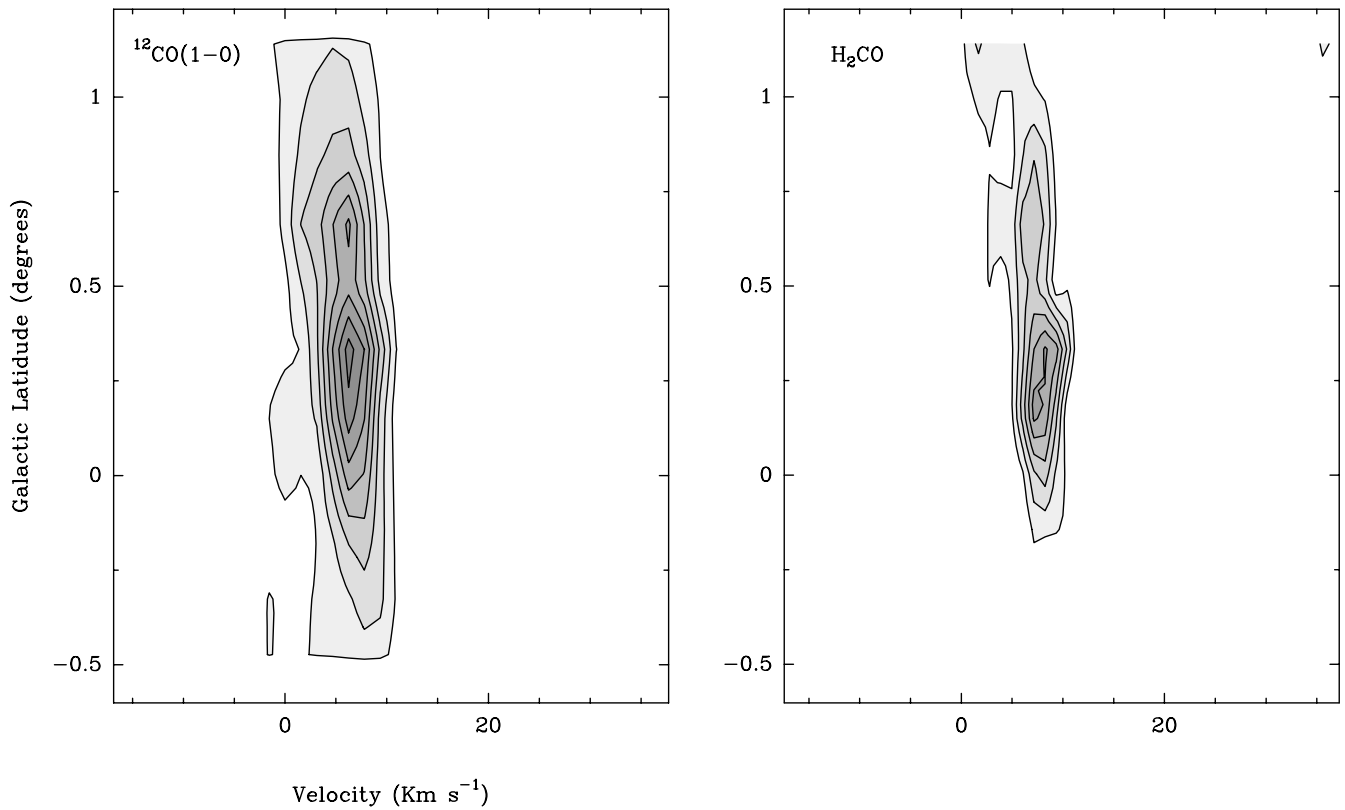


FIG. 6.—Same as Fig. 5, but observed in the direction  $l = 190^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ . The data have been integrated over the longitude range from  $l = 189.2$  to  $190.8$  in both panels.

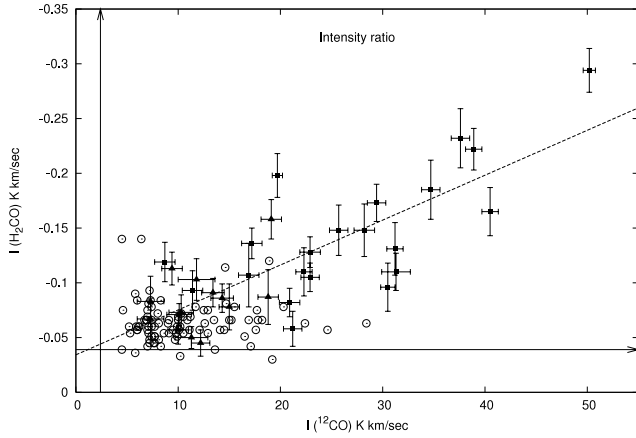


FIG. 7.—Correlation between the  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption line intensity and the  $\text{CO}(1-0)$  emission-line intensity at corresponding points in the two fields surveyed in detail. The triangles correspond to data from Table 3, the squares correspond to data from Table 4, and the circles correspond to  $\text{H}_2\text{CO}$  upper limits (points where the  $\text{CO}$  was detected but  $\text{H}_2\text{CO}$  was not). The horizontal and vertical lines show the  $\approx 3\sigma$  noise for the spectra with the lowest noise. The least-squares fitted line is shown dashed.

associated distances. These distances were obtained from the references listed in the table and were determined from optical ( $\text{H II}$  regions) and radio spectroscopy [ $\text{CO}(1-0)$  in molecular clouds] and using a model rotation curve of the outer Galaxy.

In Figures 8 and 9 we show contour plots of the  $\text{H}_2\text{CO}$  and  $\text{CO}$  profile fluxes integrated over velocity for our two detailed fields. The *IRAS* sources from Table 2 are indicated with the black triangles. We conclude that the correspondence is only marginal, but the results suggest that the regions we have found are likely to be located at distances of 1.5–3 kpc, probably in the Perseus arm of the Galaxy (2–3 kpc from the Sun). In that case, our  $10'$  beam corresponds to a linear resolution of 4–9 pc.

#### 4. DISCUSSION

The general correlation between the integrated line intensities of the  $\text{CO}(1-0)$  emission and the  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption suggests that the excitation characteristics of these two lines are similar. In fact, both of these lines trace warm, dense molecular gas, as various calculations have shown in many historical papers. For instance, Helfer & Blitz (1997) show examples of emergent brightness

calculations for  $\text{CO}(1-0)$  in the Galactic giant molecular cloud (GMC) Lynds 1204 (LDN 1204) in the context of one popular model (the large-velocity-gradient model). As their Figure 1 shows, the observed brightness of this (usually optically thick) line is essentially proportional to the kinetic temperature of the gas as long as the density exceeds the critical density of  $\approx 10^3 \text{ cm}^{-3}$ . It follows that any sensitivity-limited  $\text{CO}(1-0)$  survey will therefore preferentially record the warm, dense regions of the ISM.

The details of  $\text{H}_2\text{CO}$  6 cm line formation have been studied, for example, in Mundy et al. (1987) and Young et al. (2004). The 6 cm absorption line arises through collisions to higher rotational levels followed by radiative decay to the ground level, which becomes overpopulated owing to small differences in collision cross sections. The line is therefore generally stronger if the collision rate is higher, so this too favors warm, dense clouds. However, the absorption line is quenched at very high collision rates, when the level populations approach a Boltzmann distribution, and the 6 cm line then goes into emission. In a future paper on  $\text{H}_2\text{CO}$  mapping of the large Galactic dust cloud Lynds 1204 (M. I. Rodríguez et al. 2006, in preparation) we will present model computations of  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption in more detail. For the moment we note that the 6 cm absorption is strongest in the density range of  $10^3 \text{ cm}^{-3} \lesssim n \lesssim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . In our model the absorption is deepest at  $n \approx 10^{4.3} \text{ cm}^{-3}$ , first appearing at  $T_K \gtrsim 10 \text{ K}$  and saturating at  $T_K \approx 40 \text{ K}$  in the sense that the absorption hardly increases for higher temperatures. This dependence on kinetic temperature is therefore somewhat different than is the case for the  $\text{CO}(1-0)$  line; this is mostly a consequence of the fact that the  $\text{H}_2\text{CO}$  line remains optically thin, so it more closely reflects the specific excitation conditions.

One of the premises for doing the blind search for  $\text{H}_2\text{CO}$  toward the Galactic anticenter was the possibility of finding molecular gas in regions where  $\text{CO}$  emission had not previously been detected. This could potentially reveal a component of the molecular gas characterized by an excitation temperature lower than that corresponding to the energy level of the first rotational transition of  $\text{CO}$  (or any other commonly observed molecule). Such an excitationally cold molecular gas component would only be observable in absorption, either against a continuum background source or, when using the anomalous absorption of  $\text{H}_2\text{CO}$ , against the CMB. The fact that we do not see  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption outside the regions where  $\text{CO}$  emission is observed suggests that either such cold molecular gas is not present, or, as we argue, the anomalous  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption is not sensitive to excitationally cold molecular gas.

TABLE 2  
*IRAS* SOURCES POSSIBLY ASSOCIATED WITH  $\text{CO}$  AND  $\text{H}_2\text{CO}$  EMISSION IN FIGS. 8 AND 9

<i>IRAS</i> Source	Position ( $l, b$ )	Associated Object	Distance (kpc)	References
<i>IRAS</i> 05490+2658.....	182.4, +0.3	S242	2.0–2.1	1, 2
<i>IRAS</i> 05431+2629.....	182.1, –1.1		0.1 <sup>a</sup>	3
<i>IRAS</i> 06067+2138.....	189.1, +1.1		0.9 <sup>a</sup>	3
<i>IRAS</i> 06051+2041.....	189.7, +0.3		2.3 <sup>a</sup>	3
<i>IRAS</i> 06055+2039.....	189.8, +0.3	Gem OB1, S252	1.5–2.9 <sup>a</sup>	3, 4, 5
<i>IRAS</i> 06063+2040.....	189.9, +0.5	Gem OB1, AFGL5183	1.5–2.8 <sup>a</sup>	3, 4, 6
<i>IRAS</i> 06068+2030.....	190.1, +0.5	S252, AFGL5184	1.5–2.7 <sup>a</sup>	1, 3, 6, 7
<i>IRAS</i> 06061+2028.....	190.0, +0.3		2.3 <sup>a</sup>	3
<i>IRAS</i> 06079+2007.....	190.5, +0.6		2.6 <sup>a</sup>	3

NOTES.—In all the cases the distances are taken from the published literature. These distances are determined from spectroscopy of the exciting stars of the associated  $\text{H II}$  regions.

<sup>a</sup> Kinematic distances using  $^{12}\text{CO}$  data and a model rotation curve of the outer Galaxy.

REFERENCES.—(1) Blitz et al. 1982; (2) Carpenter et al. 1995; (3) Wouterloot & Brand 1989; (4) Humphreys 1978; (5) Snell et al. 1990; (6) Snell et al. 1988; (7) Moffat et al. 1979.

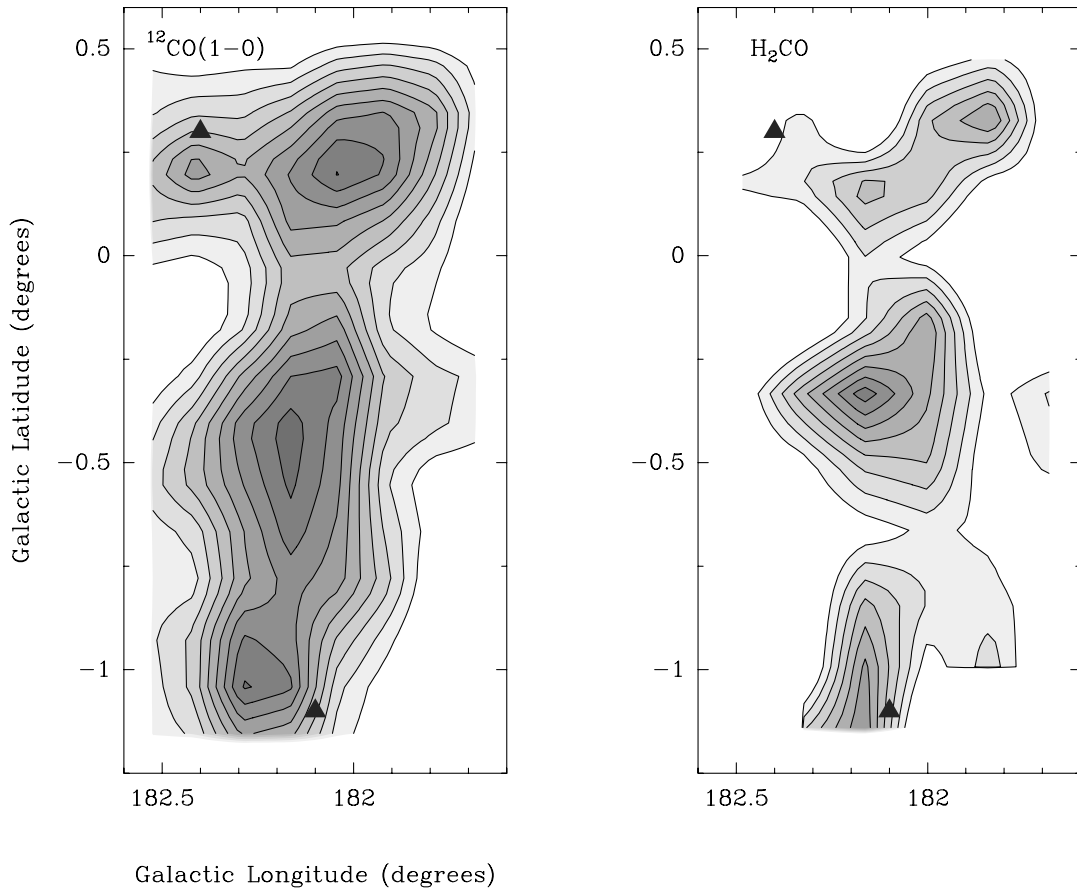


FIG. 8.—*Left*: Velocity-integrated contour map of the  $^{12}\text{CO}(1-0)$  emission for the first region mapped in the direction  $l = 182^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ . *Right*: Velocity-integrated  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption for the same region. The triangles show the positions of *IRAS* sources possibly associated with features in these regions. The velocity range extends from  $-16.0$  to  $6.0 \text{ km s}^{-1}$  in both panels.

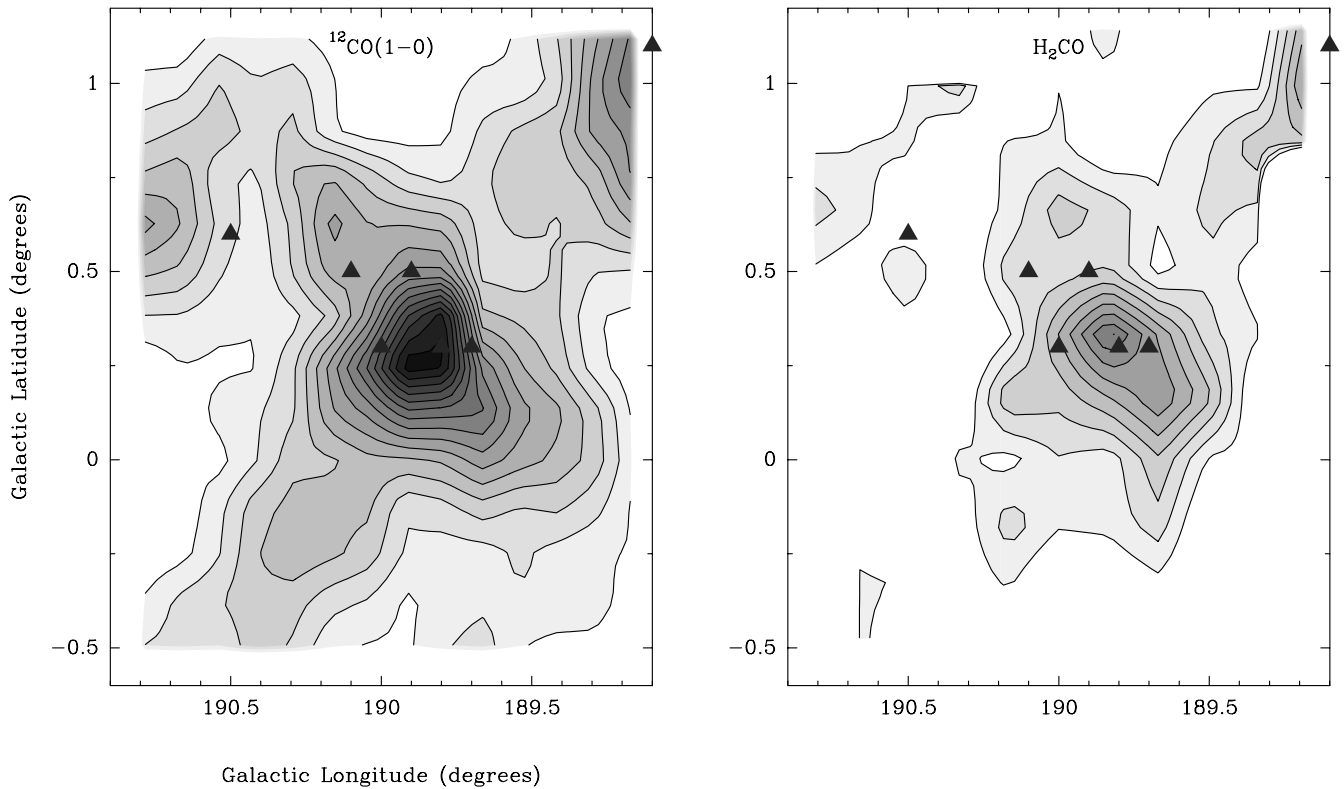


FIG. 9.—Same as Fig. 8, but for the second region mapped in the direction  $l = 190^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ . The velocity range extends from  $-3.0$  to  $16.0 \text{ km s}^{-1}$  in both panels.



As shown by Townes & Cheung (1969) and Evans et al. (1975), the anomalous H<sub>2</sub>CO absorption is due to collisional pumping and most effective at densities between  $n_{\text{H}_2} \approx 10^3\text{--}10^5 \text{ cm}^{-3}$ . Our observations of the 6 cm H<sub>2</sub>CO line therefore seem to exclude the existence of dense molecular gas outside the regions probed by CO emission. However, the effectiveness of the collisional pumping at low temperatures has not been decisively determined (e.g., Evans 1975; Garrison et al. 1975), and we cannot exclude the possibility of very cold molecular gas outside the CO emission regions, even if it meets the density requirement for inversion. In M. I. Rodríguez et al. (2006, in preparation) we found that the effectiveness of the collisional pumping leading to the anomalous excitation of the 6 cm H<sub>2</sub>CO transition is indeed temperature dependent, requiring a relatively high temperature. The combined requirement of a high temperature and density in order to render the anomalous H<sub>2</sub>CO absorption line observable means that whenever present, the H<sub>2</sub>CO absorption and CO emission lines will be spatially coexisting. Hence, the 6 cm H<sub>2</sub>CO absorption seen against the CMB is not a viable tracer of cold molecular gas. This is discussed in more detail in M. I. Rodríguez et al. (2006, in preparation).

## 5. CONCLUSIONS

1. We have successfully detected anomalous CMB absorption by H<sub>2</sub>CO-bearing dust clouds at  $\approx 10\%$  of our blind survey positions in the direction of the outer Galaxy. No emission profiles were found.

2. Our success is likely due to the large improvement in sensitivity of our observations over that of earlier surveys. This

strongly indicates that the detection statistics will improve further if even higher sensitivity searches are carried out. Since the absorption signal strength from more distant clouds will suffer from increasing beam dilution, future searches ought to be done with larger radio telescopes.

3. H<sub>2</sub>CO absorption and CO emission lines are spatially coexisting. All observed H<sub>2</sub>CO absorption features were associated with known CO emission.

4. We have found a rough correspondence between the H<sub>2</sub>CO and the <sup>12</sup>CO(1–0) line fluxes in detailed maps of two regions in our survey area. We have argued that both lines generally trace warm, dense gas in the ISM, with the situation for CO(1–0) being somewhat simpler, owing to the fact that this line is usually optically thick.

We thank Professor Roy Booth, director (retired) of the radio observatory at Onsala, for generous allocations of telescope time and for his warm hospitality during our several visits to the observatory. We are also grateful to the observatory technical and administrative staff for their capable assistance with our observing program. T. Dame kindly provided a digital copy of relevant parts of the Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (CfA) CO(1–0) survey of the Galaxy. We acknowledge the financial support of the Dirección General de Asuntos del Personal Académico (DGAPA), Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) and Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), in Mexico, and the Director’s Discretionary Research Fund at the Space Telescope Science Institute.

## APPENDIX

Computed moments of the profiles shown in Figures 2 and 3 are listed in Tables 3 and 4.

TABLE 3  
PROFILE MOMENTS FOR EACH POSITION OF FIG. 2

Offset ( <i>l, b</i> ) (arcmin)	<i>I</i> (H <sub>2</sub> CO) ( $\times 100 \text{ K km s}^{-1}$ )	$\langle V \rangle$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	<i>I</i> (CO) ( $\text{K km s}^{-1}$ )	$\langle V \rangle$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	Included in Fig. 7?
30, –20 .....	<–7.5	nf	<6.3	nf	
20, –20 .....	$-10.3 \pm 1.9$	$-9.4 \pm 1.9$	$11.8 \pm 1.8$	$-8.6 \pm 1.4$	Y
10, –20 .....	$-15.8 \pm 1.8$	$-9.7 \pm 0.9$	$19.1 \pm 1.0$	$-9.8 \pm 0.6$	Y
	nf	nf	<3.3	nf	
0, –20 .....	$-9.1 \pm 1.3$	$-9.7 \pm 1.2$	$13.4 \pm 1.1$	$-10.4 \pm 1.0$	Y
	nf	nf	$4.6 \pm 1.3$	$3.6 \pm 1.2$	
–10, –20 .....	<–7.5	nf	$4.6 \pm 1.2$	$-10.1 \pm 3.1$	
	nf	nf	$5.2 \pm 1.5$	$3.3 \pm 1.1$	
–20, –20 .....	<–7.5	nf	<3.6	nf	
	nf	nf	<4.5	nf	

NOTES.—The upper limits correspond to  $3\sigma$ . A “nf” indicates data were available but no reliable fit could be made. Values marked with “Y” in the last column are plotted in Fig. 7. Table 3 is published in its entirety in the electronic edition of the *Astrophysical Journal*. A portion is shown here for guidance regarding its form and content.

TABLE 4  
MOMENTS FOR EACH SURVEY POSITION OF FIG. 3

Offset ( <i>l, b</i> ) (arcmin)	<i>I</i> (H <sub>2</sub> CO) (×100 K km s <sup>-1</sup> )	$\langle V \rangle$ (km s <sup>-1</sup> )	<i>I</i> (CO) (K km s <sup>-1</sup> )	$\langle V \rangle$ (km s <sup>-1</sup> )	Included in Fig. 7?
50, 10 .....	...	...	5.4 ± 1.1	6.2 ± 7.6	
40, 10 .....	<-6.9	nf	<3.6	nf	
30, 10 .....	<-6.0	nf	7.7 ± 1.1	5.5 ± 4.8	
20, 10 .....	<-4.8	nf	9.7 ± 1.1	6.2 ± 4.3	
10, 10 .....	-14.8 ± 2.3	6.3 ± 4.7	25.7 ± 0.9	7.7 ± 1.7	Y
0, 10 .....	-11.0 ± 1.7	7.0 ± 5.0	31.3 ± 1.4	7.9 ± 2.1	Y
-10, 10 .....	-16.5 ± 2.2	8.3 ± 5.2	40.5 ± 0.8	7.5 ± 1.2	Y
-20, 10 .....	-22.2 ± 1.9	7.9 ± 3.2	38.9 ± 0.8	7.4 ± 1.1	Y
-30, 10 .....	<-6.6	nf	18.2 ± 0.6	8.5 ± 2.0	
	nf	nf	9.6 ± 0.5	0.7 ± 1.5	
-40, 10 .....	<-5.7	nf	14.1 ± 0.6	7.8 ± 2.5	
	nf	nf	9.1 ± 0.5	1.4 ± 1.7	
-50, 10 .....	...	...	5.7 ± 1.1	4.1 ± 5.3	

NOTES.—The upper limits correspond to 3  $\sigma$ . An ellipsis indicates no data were available; “nf” indicates data were available but no reliable fit could be made. Values marked with “Y” in the last column are plotted in Fig. 7. Table 4 is published in its entirety in the electronic edition of the *Astrophysical Journal*. A portion is shown here for guidance regarding its form and content.

## REFERENCES

- Avedisova, V. S. 2002, *Astron. Zh.*, 79, 216  
 Blitz, L., Fich, M., & Stark, A. A. 1982, *ApJS*, 49, 183  
 Carpenter, J. M., Snell, & R. L., & Schloerb, F. P. 1995, *ApJ*, 445, 246  
 Cohen, R. J., Matthews, N., Few, R. W., & Booth, R. S. 1983, *MNRAS*, 203, 1123  
 Combes, F. 1991, *ARA&A*, 29, 195  
 Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792  
 Dame, T. M., et al. 1987, *ApJ*, 322, 706  
 Evans, N. J., II. 1975, *ApJ*, 201, 112  
 Evans, N. J., II, Zuckerman, B., Morris, G., & Sato, T. 1975, *ApJ*, 196, 433  
 Few, R. W. 1979, *MNRAS*, 187, 161  
 Garrison, B. J., Lester, W. A., Jr., Miller, W. H., & Green, S. 1975, *ApJ*, 200, L175  
 Gordon, M. A., & Höglund, B. 1973, *ApJ*, 182, 41  
 Gordon, M. A., & Roberts, M. S. 1971, *ApJ*, 170, 277  
 Hartmann, D., & Burton, W. B. 1997, *Atlas of Galactic Neutral Hydrogen* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)  
 Helfer, T. T., & Blitz, L. 1997, *ApJ*, 478, 233  
 Humphreys, R. M. 1978, *ApJS*, 38, 309  
 Moffat, A. F. J., Jackson, P. D., & Fitzgerald, M. P. 1979, *A&AS*, 38, 197  
 Mundy, L. G., Evans, N. J., II, Snell, R. L., & Goldsmith, P. F. 1987, *ApJ*, 318, 392  
 Palmer, P., Zuckerman, B., Buhl, D., & Snyder, L. E. 1969, *ApJ*, 156, L147  
 Reich, P., Reich, W., & Furst, E. 1997, *A&AS*, 126, 413  
 Snell, R. L., Dickman, R. L., & Huang, Y.-L. 1990, *ApJ*, 352, 139  
 Snell, R. L., Huang, Y.-L., Dickman, R. L., & Claussen, M. J. 1988, *ApJ*, 325, 853  
 Townes, C. H., & Cheung, A. C. 1969, *ApJ*, 157, L103  
 Wouterloot, J. G. A., & Brand, J. 1989, *A&AS*, 80, 149  
 Young, K. E., Lee, J.-E., Evans, N. J., II, Goldsmith, P. F., & Doty, S. D. 2004, *ApJ*, 614, 252

## Capítulo 5

# La región de formación estelar L1204/S140

**A comparison between anomalous 6-cm H<sub>2</sub>CO absorption and CO(1-0) emission in the L1204/S140 region**

Autores: Mónica Ivette Rodríguez, Tommy Wiklind, Ronald J. Allen, Vladimir Escalante, Laurent Loinard.

Publicado en la revista *The Astrophysical Journal* Volumen 663, Número 2, páginas: 824-833 en Julio del 2007.

### Resumen

Se reportan observaciones de la nube molecular L1204 en la transición a 6 cm ( $1_{11}-1_{10}$ ) del H<sub>2</sub>CO con la antena de 25 m de Onsala. En las observaciones también se incluye el arco de H $\alpha$  de la región HII S140. Esta línea es observada en absorción contra el fondo cósmico, indicando la presencia de gas molecular tibio a densidad media. Las distribuciones generales de la absorción del H<sub>2</sub>CO y de la emisión del CO (cuyos datos fueron tomados de la literatura) son muy similares entre sí, aunque existen diferencias a escalas más pequeñas. La diferencia más notable es que el pico de emisión del CO casi coincide con el arco de H $\alpha$  de S140, mientras que la máxima absorción del H<sub>2</sub>CO está claramente separada por 10' ( $\sim 3$  pc). Proponemos que estas diferencias resultan de las distintas características de excitación y de la diferencia de abundancia de cada molécula. La línea de emisión de CO(1-0) es más ópticamente gruesa y sesgada a regiones tibias que la línea a 6 cm del H<sub>2</sub>CO. Por otro lado, la molécula de formaldehído se disocia más fácilmente y por lo tanto, es un trazador de gas molecular menos efectivo hacia regiones que se localicen justo detrás de regiones de fotodisociación.

## A COMPARISON BETWEEN ANOMALOUS 6 cm H<sub>2</sub>CO ABSORPTION AND CO(1–0) EMISSION IN THE L1204/S140 REGION

MÓNICA IVETTE RODRÍGUEZ,<sup>1,2</sup> TOMMY WIKLIND,<sup>1,3</sup> RONALD J. ALLEN,<sup>1</sup>  
VLADIMIR ESCALANTE,<sup>2</sup> AND LAURENT LOINARD<sup>2</sup>  
Received 2006 November 30; accepted 2007 March 30

### ABSTRACT

We report observations of the dust cloud L1204 with the Onsala 25 m telescope in the 6 cm ( $1_{11}-1_{10}$ ) transition of H<sub>2</sub>CO. The observed region includes the S140 H $\alpha$  arc. This spectral line is seen here in absorption against the cosmic microwave background, indicating the presence of widespread warm molecular gas at intermediate densities. Overall, the distributions of H<sub>2</sub>CO and CO (taken from the literature) are fairly similar, although significant differences exist at small scales. Most notably, while the CO peak is nearly coincident with the S140 H $\alpha$  arc, the maximum H<sub>2</sub>CO absorption is clearly separated from it by a full 10' beam ( $\sim 3$  pc). We argue that these differences result from differing abundances and excitation requirements. The CO(1–0) line is more optically thick and more biased toward warm gas than the H<sub>2</sub>CO 6 cm line. On the other hand, formaldehyde is more easily photodissociated and is, therefore, a poorer tracer of the molecular gas located immediately behind photon-dominated regions.

*Subject headings:* galaxies: ISM — ISM: clouds — ISM: molecules — radio lines: ISM — stars: formation

### 1. INTRODUCTION

Since H<sub>2</sub>, the most abundant molecule in space, lacks a permanent dipole moment, its rotational transitions are prohibited. Although the quadrupolar transitions exist, they are of little use for the study of the bulk of molecular gas in the interstellar medium (ISM), because they require high temperature to be excited. Instead, the structure and properties of cold molecular clouds in the ISM are usually studied using low-energy rotational transitions of simple nonsymmetric polar molecules. For practical reasons, the first rotational transition ( $J = 1 \rightarrow 0$ ) of carbon monoxide (CO) at 115.27 GHz has been the most popular choice. This transition, however, has long been known to be nearly always optically thick, so, for a given filling factor, its intensity is expected to increase monotonically with the kinetic temperature of the emitting gas. Clearly, this could have adverse effects on efforts to establish the distribution of molecular gas in the ISM from CO observations alone, because very low temperature gas might go unnoticed in sensitivity-limited CO observations, while warm regions ( $\gtrsim 20$  K) will stand out even if they are not those with the highest molecular content. The sources where these effects might be most noticeable are those with large temperature gradients, for instance, in molecular clouds located in the immediate vicinity of hot stars.

While all molecular emission tracers share this temperature dependence to some degree, *absorption* lines can be detected, even in very cold gas, provided sufficiently bright background continuum sources are available. The scarcity of such sources at the wavelength of the common molecular tracers, however, has limited the usefulness of absorption measurements in the study of specific Galactic molecular clouds (e.g., Evans et al. 1980). The 6 cm ( $1_{10}-1_{11}$ ) transition of ortho formaldehyde (H<sub>2</sub>CO)

offers an interesting alternative. Owing to collisions with neutral particles that selectively overpopulate the lower energy level, the excitation temperature of the  $1_{10} \rightarrow 1_{11}$  transition lies below 2.7 K (Townes & Cheung 1969). This allows the transition to be observed in absorption against the cosmic microwave background (CMB; Snyder et al. 1969), and makes it a potentially powerful tracer of molecular gas in any direction of the sky. The excitation requirements are such that the 6 cm H<sub>2</sub>CO line is a good indicator of the presence of cool to warm molecular gas ( $T \gtrsim 10$  K) at intermediate densities ( $10^3 \text{ cm}^{-3} \leq n \leq 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ). Unfortunately, the absorption line is weak, so very large amounts of telescope time are required to map large areas of the sky.

Recently, Rodríguez et al. (2006) conducted a blind search for H<sub>2</sub>CO absorption and compared CO emission and H<sub>2</sub>CO absorption profiles toward the Galactic anticenter. They found a rough, large-scale correlation between these two tracers, and concluded that both lines preferentially trace warm and dense molecular gas. Here, we examine this relation between CO and H<sub>2</sub>CO at a somewhat smaller scale using observations of the well-known nearby star-forming region Sharpless 140 (S140; Sharpless 1959) associated with the dark dust cloud Lynds 1204 (L1204; Lynds 1962). L1204 is centered at  $l = 107.47^\circ$ ,  $b = +4.82^\circ$  and covers an area of 2.5 deg<sup>2</sup> (Lynds 1962). At its southwest edge lies S140, a prominent compact arc-shaped H II region with an angular size of  $\sim 2' \times 6'$ . The ionization of S140 is maintained by the nearby B0 V star HD 211880 (Blair et al. 1978). The distance of S140/L1204 deduced from the brightness of the exciting star is 910 pc (Crampton & Fisher 1974). S140 has been the subject of many observational studies, that have usually focused on the photon-dominated region (PDR) on the edge of L1204, and on the embedded infrared sources located right behind it (e.g., Preibisch et al. 2001; Hayashi & Murata 1992; Preibisch & Smith 2002; Bally et al. 2002). Remarkably, while the dust cloud is seen as an extended dark feature covering more than 2 deg<sup>2</sup>, the CO emission peaks immediately behind the H $\alpha$  arc (Heyer et al. 1996; Evans et al. 1987; Blair et al. 1978), while only relatively faint emission extends deep within the dust cloud (Helfer & Blitz 1997). The 6 cm line of H<sub>2</sub>CO was detected in absorption against the CMB in L1204 near S140 by Blair et al. (1978) with the NRAO 43 m telescope, and unexpectedly by Evans et al. (1987) during

<sup>1</sup> Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218; monica@stsci.edu, rjallen@stsci.edu, wiklind@stsci.edu.

<sup>2</sup> Centro de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 72-3, C.P. 58091, Morelia, Michoacán, México; m.rodriguez@astrosmo.unam.mx, l.loinard@astrosmo.unam.mx, v.escalante@astrosmo.unam.mx.

<sup>3</sup> Affiliated with the Space Sciences Department of the European Space Agency.

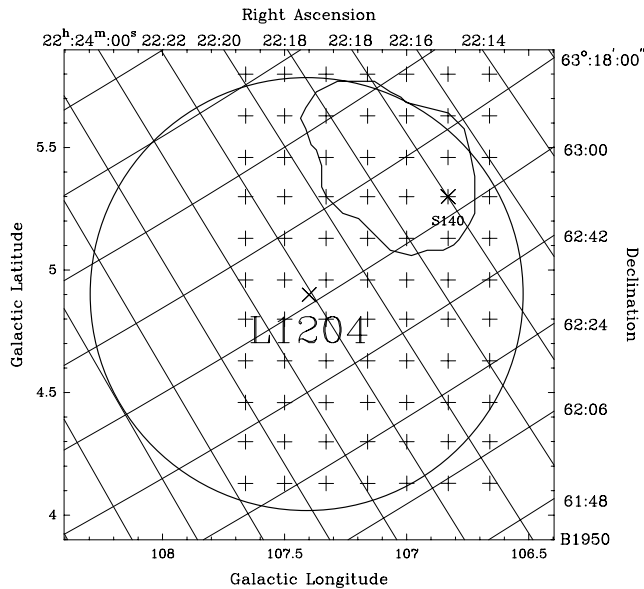


FIG. 1.— Sketch of the L1204/S140 region, with our observed positions shown as plus symbols. The correspondence between Galactic coordinates (used throughout the paper) and equatorial coordinates (that have usually been preferred for observations of S140) is indicated. The circle represents the  $2.5^\circ$  size of the dust cloud L1204 as reported by Lynds (1962). The central positions of L1204 and S140 are shown as asterisks (\*). The contours represent the lowest value of the H<sub>2</sub>CO absorption.

VLA observations of the bright condensation just northwest of S140. However neither of those studies provided an extensive mapping of the H<sub>2</sub>CO CMB absorption in L1204, and the exact extension of the gas traced by H<sub>2</sub>CO remains unclear. In this article, we present such an extensive mapping of the 6 cm CMB absorption of H<sub>2</sub>CO over most of the large dust complex L1204, and compare our results with existing CO observations taken from the literature.

## 2. DATA

The H<sub>2</sub>CO observations were obtained during two sessions (2004 January and September–October) with the 25.6 m telescope of the Onsala Space Observatory (OSO) in Sweden. At 6 cm, the angular resolution is  $10'$ , and our pointing precision was always better than  $20''$ . Frequency switching, with a frequency throw of 0.4 MHz, was used, and both polarizations of the incoming signal were recorded simultaneously in two independent units of the autocorrelation spectrometer. Each of these units provided 800 2 kHz wide channels. At the observed frequency of 4829.660 MHz, this setup provided a total bandwidth of  $99 \text{ km s}^{-1}$  and a (Hanning-smoothed) velocity resolution of  $8 \text{ kHz} \equiv 0.49 \text{ km s}^{-1}$ . The spectrometer was centered at the systemic velocity of S140,  $V_{\text{LSR}} = -8.0 \text{ km s}^{-1}$ . Daily observations of the supernova remnant Cas A were used to check the overall performance of the system. The system temperature during our observations varied from 33 to 36 K.

In order to map the entire region behind S140, we observed 72 positions on a regular square grid with a  $10'$  spacing, centered at  $l = 107.0^\circ$ ,  $b = +5.3^\circ$ ; the resulting map uniformly covers a  $1.0^\circ \times 1.8^\circ$  rectangular region (Fig. 1, Table 1). The off-line data reduction was done with the CLASS program of the GILDAS software package (Guiloteau & Forveille 1989), and involved only the subtraction of (flat) baselines from individual integrations and the averaging of all spectra taken at the same pointing position. The total integration time for each of these positions was about 10 hr, yielding a typical final noise level of  $3 \text{ mK} (T_A^*)$ .

The distribution of radio continuum sources in the region of L1204 has been studied in detail by R. Allen, P. Machalek, & J. Jia (2007, in preparation), using data from the Canadian Galactic Plane Survey. Fairly bright continuum emission is associated with the H $\alpha$  arc and the embedded massive protostars located behind it, but, as we will see momentarily, no formaldehyde was detected from either of these regions. In addition, a number of extragalactic background sources as well as diffuse emission associated with the dust cloud L1204 itself contribute to the overall radio continuum. The typical brightness temperature average over the Onsala beam at 6 cm, however, is only about 0.2 K, except toward the H $\alpha$  arc and the embedded massive protostars (where, again, no absorption was detected). Since the brightness temperature is so small, any H<sub>2</sub>CO absorption profiles features detected must be absorption of the CMB radiation at 2.7 K.

In the analysis of our new observations, we also make use of <sup>12</sup>CO(1–0) observations of L1204/S140 kindly provided by T. Helfer, and published in Heyer et al. (1996) and Helfer & Blitz (1997). These data were obtained with the 14 m telescope of the Five College Radio Astronomy Observatory (FCRAO) in Amherst (Mass.), and have an intrinsic angular resolution of  $45''$ . For comparison with our formaldehyde data, we have smoothed the CO(1–0) observations to  $10'$  and resampled them on our observing grid.

## 3. RESULTS

Formaldehyde absorption was detected in at least 16 of our 72 observed positions (see Fig. 2). The maximum absorption is located  $10'$  behind the S140 H II region at a LSR velocity of  $-8.0 \text{ km s}^{-1}$ , similar to that of the CO emission detected in that area. A second spatio-kinematical structure is detected toward the northeast (here, and in the rest of the paper, north and all other directions refer to Galactic coordinates), at  $V_{\text{LSR}} \sim -11 \text{ km s}^{-1}$ . Both components are presumably associated with L1204, and have clear CO counterparts (Fig. 2; Blair et al. 1978; Evans et al. 1987; Sugitani & Fukui 1987; Park & Minh 1995). There is also an isolated absorption feature toward the southeast at  $V_{\text{LSR}} \sim -2.5 \text{ km s}^{-1}$ . Given its low LSR velocity, this feature is likely unrelated to L1204 and is probably a local cloud along the line of sight. Thus, while Sugitani & Fukui (1987) identified three molecular components associated with L1204 in their <sup>13</sup>CO observations, we only find two in our formaldehyde data. We do find evidence, however, for a systematic velocity gradient across the

TABLE 1  
SOURCE POSITIONS

Source	Position ( $l, b$ ) (deg)	Size ( $\Delta\alpha \times \Delta\delta$ ) (deg)	R.A. (J2000.0)	Decl. (J2000.0)	Reference
L1204 .....	107.37, +4.87	$1.0 \times 2.5$	22 26 41	63 15 36	Lynds (1962)
S140(H $\alpha$ ) .....	106.8, +5.3	$0.03 \times 0.10$	22 19 23	63 18 16	Sharpless (1959)
Our survey .....	107.0, +5.3	$1.0 \times 1.8$	22 20 52	63 24 49	This paper

NOTE.—Units of right ascension are hours, minutes, and seconds, and units of declination are degrees, arcminutes, and arcseconds.

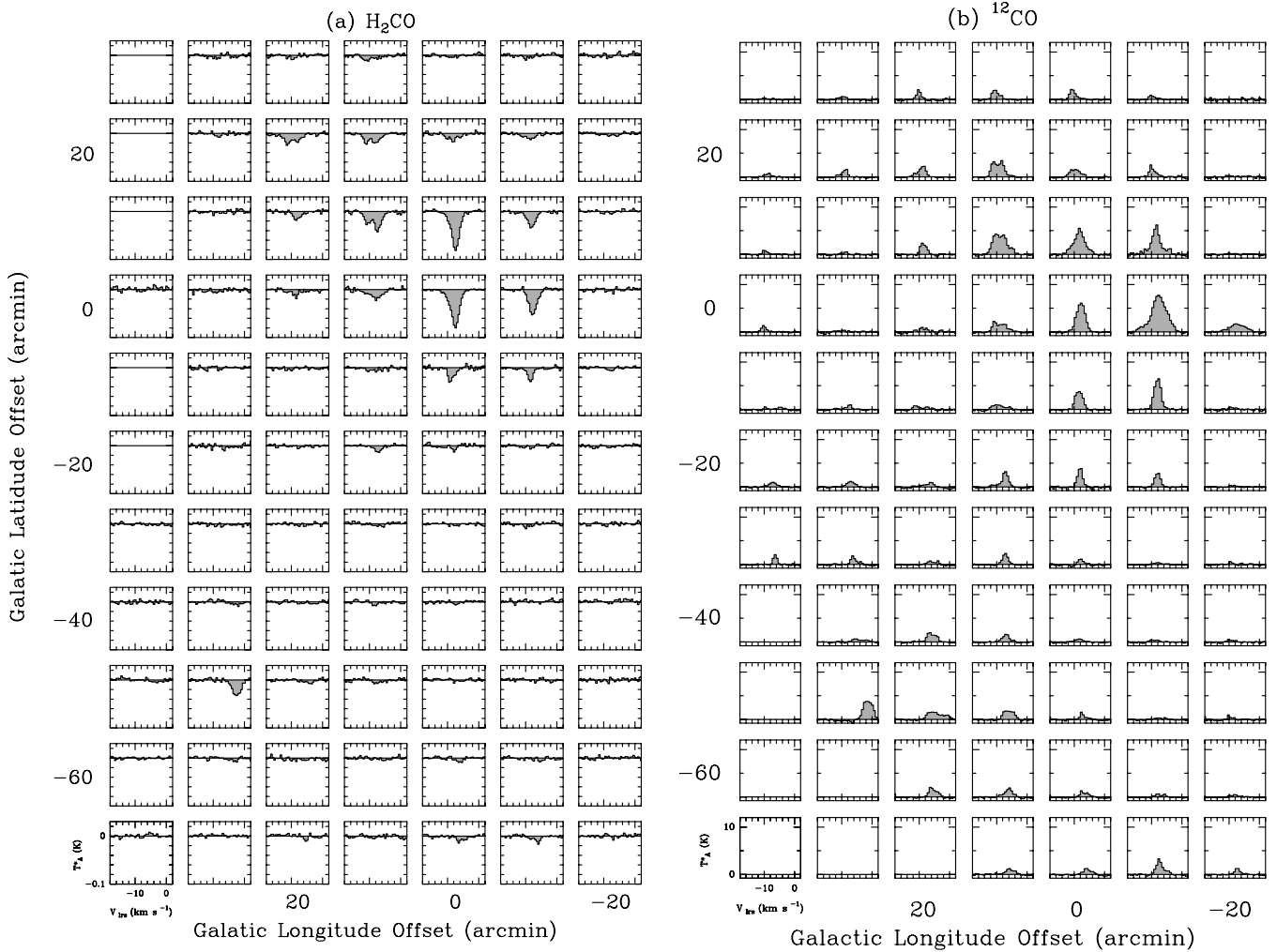


FIG. 2.—(a) Mosaic of H<sub>2</sub>CO CMB absorption spectra observed in the L1204/S140 region. The (0,0) position corresponds to  $l = 107.0^\circ$ ,  $b = 5.3^\circ$ , about 12' east of S140, and about 40' northwest of the nominal center of L1204 (Lynds 1962). (b) Corresponding CO(1–0) observations smoothed to 10' (see text). Note that the CO emission is located a full 10' west of the maximum H<sub>2</sub>CO absorption.

cloud. Park & Minh (1995) argued that this complex overall spatio-kinematical morphology was created when S140 and L1204 were swept up by an expanding shell associated with the Cepheus bubble. Our data do not illuminate this assertion any further, and a more thorough study is necessary to understand the detailed structure of this region.

#### 4. COMPARISON WITH OTHER MOLECULAR TRACERS

The S140/L1204 region has been observed in many different molecular tracers (e.g., Tafalla et al. 1993; Zhou et al. 1990; Park & Minh 1995), but most of these observations have focused either on the S140 PDR or on the embedded infrared sources located just behind S140, while only a few observations covered the entire dust cloud. Indeed, the first CO observations of S140 (Blair et al. 1978) only covered a limited part of the region. To our knowledge, the only existing large-scale CO map of L1204 is that obtained in the 1990s with the FCRAO telescope (see § 2) and published by Heyer et al. (1996) and Helfer & Blitz (1997).<sup>4</sup> As mentioned earlier, we use a smoothed version of that data set here in order to compare with our formaldehyde observations.

<sup>4</sup> The region lies on the edge of, and is only partly covered by, the CfA Galactic plane survey of Dame et al. (2001).

In general, the CO emission and H<sub>2</sub>CO absorption morphologies in this region are quite similar (Fig. 3). This was already noticed by Blair et al. (1978) in their 6' observations. It is also in good agreement with the results obtained toward the Galactic anticenter by Rodríguez et al. (2006), and toward the Orion molecular complex by Cohen et al. (1983). There are, however, several noteworthy differences between the CO emission and H<sub>2</sub>CO absorption in S140. The first difference is the fact that the CO peak and the H<sub>2</sub>CO absorption maximum are not located at the same position. The CO integrated intensity map (Fig. 3; see also Fig. 2) shows that the maximum CO emission occurs just behind the S140 H $\alpha$  arc at the western edge of L1204, while only comparatively fainter emission extends to greater longitudes. The maximum H<sub>2</sub>CO absorption, however, is located about 10' eastward of the CO peak. A second notable difference between the CO and H<sub>2</sub>CO profile is the existence of a CO emission “tail” in the south/southeast part of the main cloud with little or no H<sub>2</sub>CO counterpart (Figs. 2 and 3).

In order to study the relation between H<sub>2</sub>CO absorption and CO(1–0) emission in a more quantitative way, we have computed the moments of the profiles shown in Figure 2. The results are listed in Table 2 in Appendix B. When two velocity components are visible at a given pointing, the moments for each

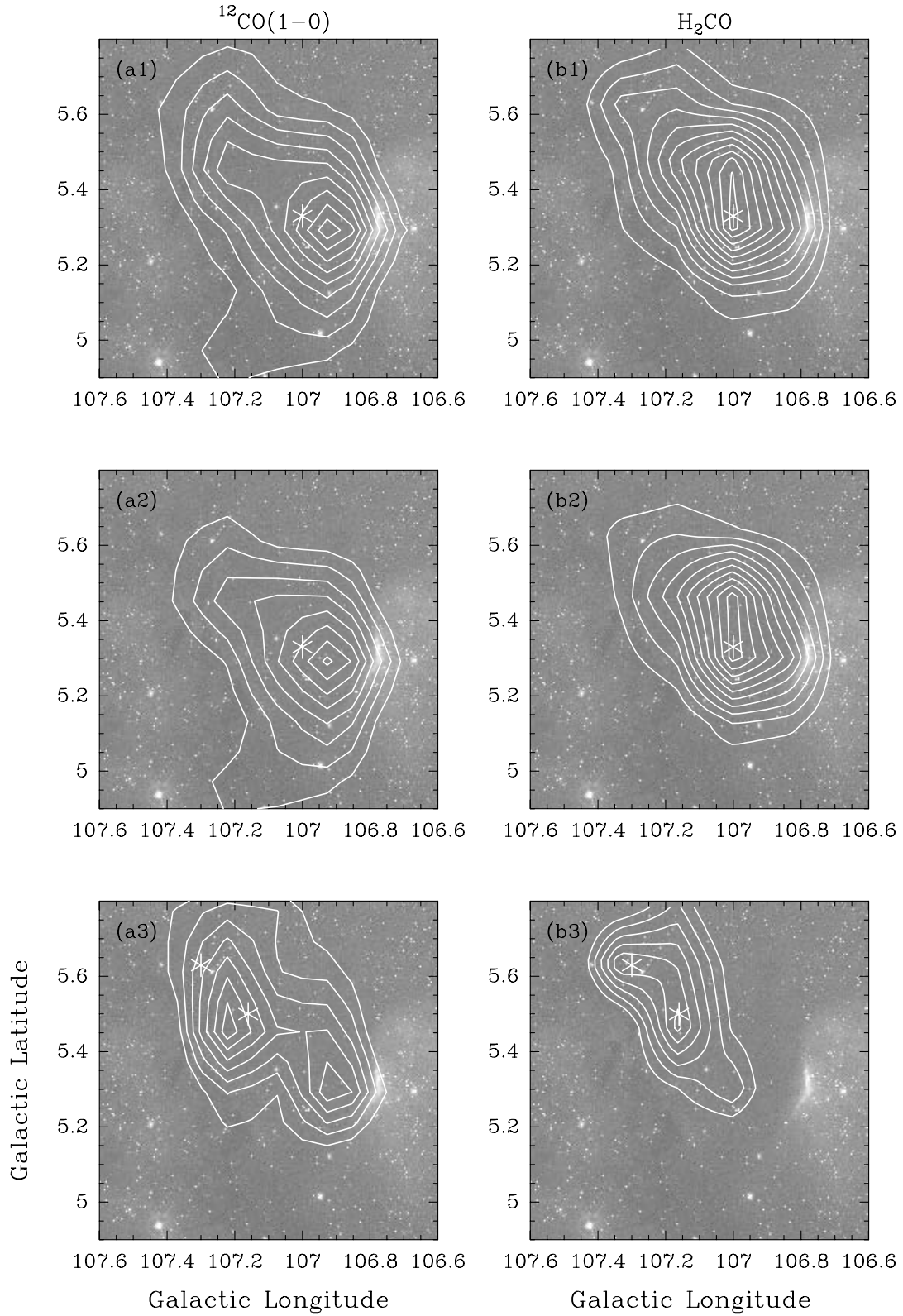


FIG. 3.— All panels show a gray-scale version of the DSS red image of the region around  $l = 107.0^\circ$ ,  $b = 5.4^\circ$ . The  $\text{H}_\alpha$  arc of S140 is clearly visible on these (red) images near  $l = 106.8^\circ$ ,  $b = 5.3^\circ$ . In the three left panels (a1–a3), CO contours taken from the smoothed CO data of Heyer et al. (1996) are overlaid on top of the DSS image, whereas in the three right panels (b1–b3), our  $\text{H}_2\text{CO}$  contours are overlaid. The contours in the top two panels (a1 and b1) include the entire velocity range associated with L1204 (from  $-12$  to  $-5 \text{ K km s}^{-1}$ ), whereas in the middle two (a2 and b2) and bottom two (a3 and b3) panels, the contours correspond only to the  $-11$  and  $-8 \text{ K km s}^{-1}$  components, respectively. The asterisks correspond to the position of the peak  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption for each component.

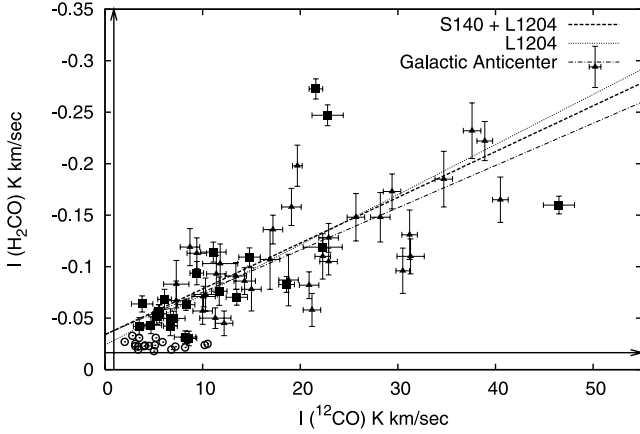


FIG. 4.—Correlation between the H<sub>2</sub>CO absorption line intensity and the <sup>12</sup>CO(1–0) emission line intensity at corresponding points in L1204. The squares correspond to data from Table 2, the open circles correspond to H<sub>2</sub>CO upper limits, and the triangles correspond to the Galactic anticenter data previously published in Rodríguez et al. (2006). The horizontal and vertical lines show the “best-case” detection limit. The dashed line is the least-squares fit for the L1204/S140 region data, and the dot-dashed line is the least-squares fit for the Galactic anticenter data from Rodríguez et al. (2006). Note that the fits do not pass through the (0,0) point, suggesting that the relation is not linear at low-intensity values.

were computed separately. Intensities above 3  $\sigma$  are shown as squares in Figure 4 and were used to make least-square fits (see below). The two spatio-kinematical components that we identified in our formaldehyde data set behave quite similarly with respect to the CO-H<sub>2</sub>CO relation, and are plotted together in Figure 4. The best least-squares fit to a straight line for the entire L1204 data set yields

$$I(\text{H}_2\text{CO}) = (4.4 \pm 1.1) \times 10^{-3} I(\text{CO}) + (34 \pm 16) \times 10^{-3} \text{ K km s}^{-1}. \quad (1)$$

We shall see momentarily that the CO emission near S140 may be particularly bright because of local heating. Ignoring the pointings very near S140, however, yields a fairly similar relation between CO and H<sub>2</sub>CO,

$$I(\text{H}_2\text{CO}) = (3.8 \pm 0.9) \times 10^{-3} I(\text{CO}) + (31 \pm 9) \times 10^{-3} \text{ K km s}^{-1}. \quad (2)$$

The small difference between these relations presumably reflects the differing excitation requirements for the two lines. The relation between CO and H<sub>2</sub>CO given by equations (1) and (2) for the L1204 region is almost identical to that found toward the Galactic anticenter by Rodríguez et al. (2006),

$$I(\text{H}_2\text{CO}) = (4.1 \pm 0.5) \times 10^{-3} I(\text{CO}) + (34 \pm 13) \times 10^{-3} \text{ K km s}^{-1}. \quad (3)$$

It is important to note, however, that in spite of the agreement between the fits to the Galactic anticenter and S140 data, there is very significant scatter in the CO-H<sub>2</sub>CO relation, some points lying nearly 10  $\sigma$  away from the linear relation. This situation was already noticed by Rodríguez et al. (2006) in their study of the Galactic anticenter. This lack of a detailed correspondence between CO emission and H<sub>2</sub>CO absorption presumably reflects differences in the excitation conditions of the two tracers, as we now discuss in § 5.

## 5. DISCUSSION

The comparison between H<sub>2</sub>CO absorption and CO(1–0) emission profiles in the Galactic Anticenter and in the L1204/S140 region has led us to three important observational conclusions:

1. Qualitatively, the morphology of CO and H<sub>2</sub>CO are quite similar, and quantitatively, the line-integrated intensities correlate quite well with one another.
2. The scatter in the CO-H<sub>2</sub>CO relation is, however, significantly larger than the observational errors.
3. In the specific case of S140, the CO emission peak is offset by about 3 pc from the locus of the deepest formaldehyde absorption, and there is a region south of the main cloud where significant CO emission is detected with little or no H<sub>2</sub>CO counterpart.

From the general large-scale correspondance between the CO(1–0) and H<sub>2</sub>CO 6 cm integrated maps (Fig. 3), and from the fair correlation between their line intensities (Fig. 4), we conclude that the physical conditions needed for the excitation of both lines are quite similar. The calculations presented in Appendix A, indeed show that both lines preferentially trace warm gas at intermediate densities ( $10^{3.6} < n < 10^5$  for H<sub>2</sub>CO;  $n > 10^{2.8}$  for CO). In this scheme, the offset between the CO(1–0) peak and the H<sub>2</sub>CO maximum absorption may seem puzzling. Note that a

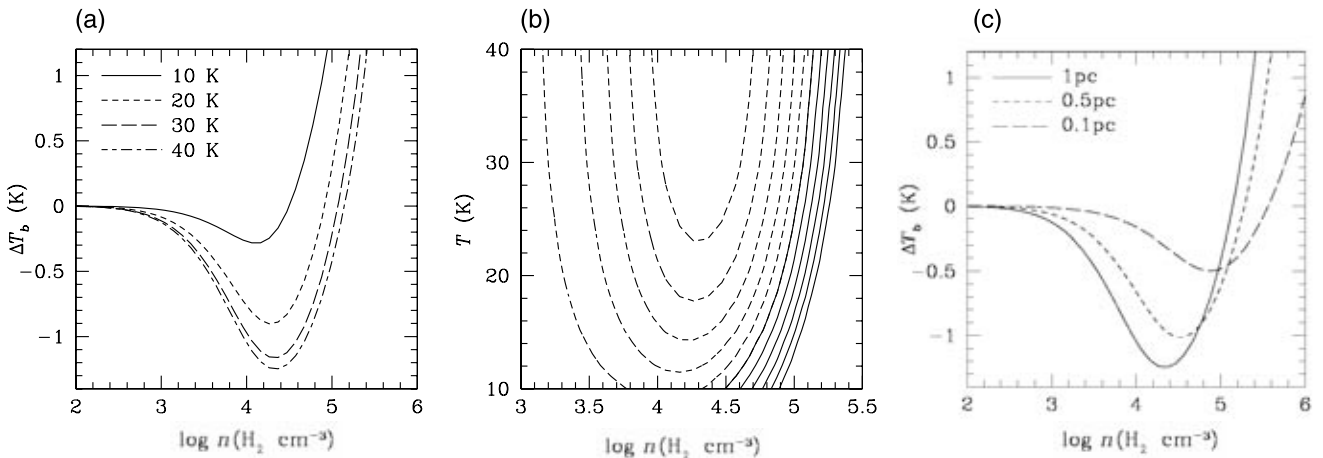


FIG. 5.—(a) Brightness temperature minus background continuum vs. density for different kinetic temperatures  $T$  of a 1 pc thick slab. (b) Contour intervals are 0.2 K from  $\Delta T_b = -1$  to 1 K. (c) Brightness temperature minus background continuum vs. density for different slab thicknesses at  $T = 40$  K.



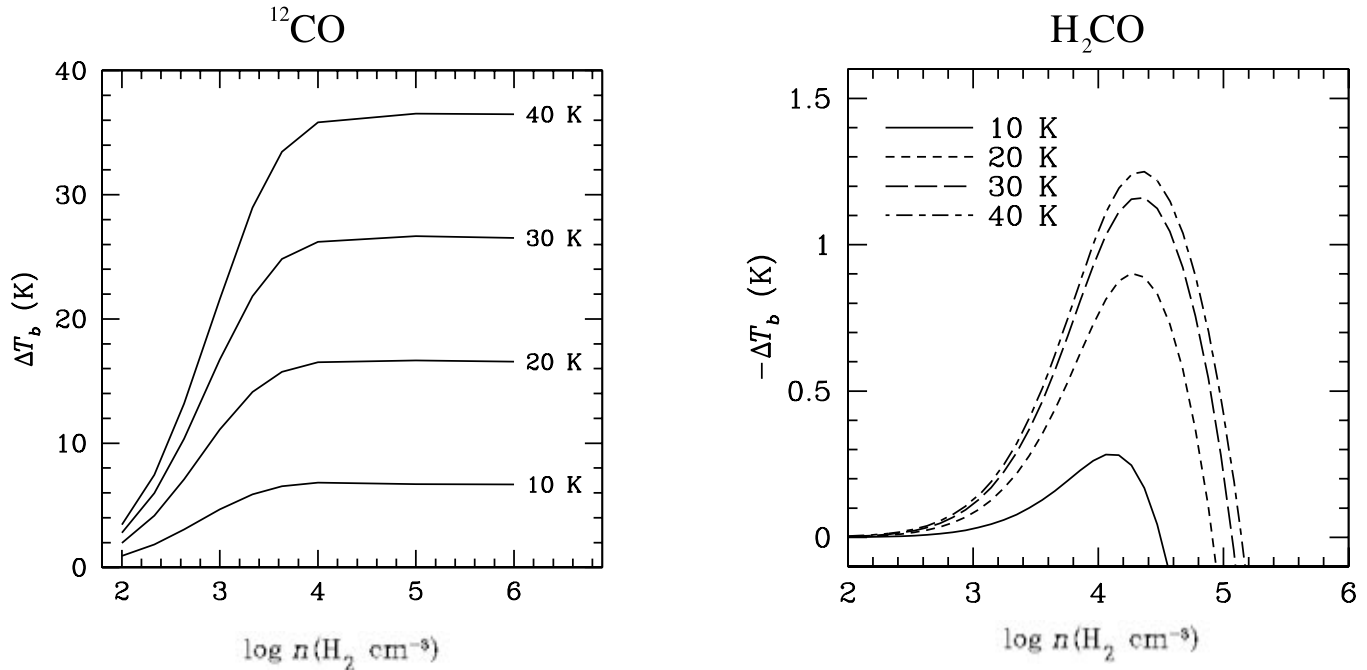


Fig. 6.—Brightness temperature minus background continuum vs. density for different kinetic temperatures  $T$  for both the  $^{12}\text{CO}(1-0)$  line and the 6 cm  $\text{H}_2\text{CO}$  line [Note that  $\Delta T_b(k)$  is plotted “negative” compared to Fig. 5].

similar trend is seen at higher resolution: while the CO peak in the full-resolution CO map published by Heyer et al. (1996) and Helfer & Blitz (1997) is at  $l = 106.8^\circ$ ,  $b = +5.3^\circ$ , the  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption feature seen in the high-resolution VLA images published by Evans et al. (1987) is centered around  $l = 106.9^\circ$ ,  $b = +5.3^\circ$ , again a few arcminutes to the east.

We suggest that a combination of two effects may explain this puzzling result. First, it can be seen from the excitation analysis presented in Appendix A that the  $\text{H}_2\text{CO}$  absorption strength “saturates” for  $T \gtrsim 30$  K, whereas the temperature of the CO emission continues to rise at higher kinetic temperature (Fig. 5). For example, while the  $\text{H}_2\text{CO}$  line strength increases by only about 30% when the kinetic temperature goes from 20 to 40 K, the CO(1–0) line intensity increases by more than a factor of 2. According to Park & Minh (1995), the CO brightness temperature is about 40 K at the peak and 20 K for the rest of the cloud. Thus, the strong CO peak behind S140 may well be largely due to enhanced kinetic temperatures related to local heating (by the external star providing the ionization of S140, and/or by the infrared sources embedded in the cloud). As one progresses into the cloud, the local heating diminishes, and the CO line intensity fades. It should also be pointed out that the formaldehyde calculations presented in the Appendix show that the 6 cm line should be seen in emission rather than absorption when the density exceeds  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ . The fact that this is not the case near the CO peak (neither in our low-resolution data, nor in the high-resolution VLA data presented by Evans et al. [1987]) suggests that the gas density there is lower than  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ . Other effects that could explain the offset between the CO and the  $\text{H}_2\text{CO}$  peaks are the lower dissociation energy, and the lower abundance (and, therefore, lower self-shielding) of formaldehyde compared to CO (see Appendix A3). In a PDR, these effects should combine to create a stratified distribution where CO survives nearer the source of the UV photons than  $\text{H}_2\text{CO}$ . This stratification, combined with the heating of the CO, would naturally lead to the offset between  $\text{H}_2\text{CO}$  and CO seen in the present data.

Finally, the origin of the other main difference between CO and  $\text{H}_2\text{CO}$  in S140, namely the existence of CO emission at the south of L1204 with no or little formaldehyde counterpart, is likely related to another aspect of the excitation differences between the 6 cm line of formaldehyde and the 1–0 transition of carbon monoxide. Figure 6 of Appendix A2 shows that the density detection limit for  $\text{H}_2\text{CO}$  line is  $\sim 10$  times larger than the density limit for the CO(1–0) line. We therefore suggest that the gas traced by the CO emission to the south of L1204 is of relatively very low density. It is interesting to note, indeed, that classical high-density molecular tracers (e.g., CS or  $\text{NH}_3$ ) have only been detected around the CO peak behind S140, not in the southern region of the cloud.

Thus, we conclude that the CO(1–0) and  $\text{H}_2\text{CO}$  6 cm lines both tend to preferentially trace warm gas at intermediate densities. There are, however, significant differences related either to differing excitation requirements or to differing abundances. These differences can easily explain the large scatter in the CO- $\text{H}_2\text{CO}$  relation.

## 6. CONCLUSIONS

The main conclusions of this work are:

1. We have mapped a large region ( $70' \times 110'$ ) around L1204/S140 in the 6 cm line of formaldehyde, observing a total of 72 regularly spaced positions every  $10'$  on a regular grid. The center of our map was at  $l = 107.0^\circ$ ,  $b = +5.3^\circ$ , and formaldehyde was detected against the CMB in at least 16 of our 72 positions (Fig. 2).
2. The formaldehyde emission can be separated in three spatio-kinematical components (Fig. 3): two (at  $V_{\text{LSR}} \sim -11 \text{ km s}^{-1}$  in the northeast part of the cloud and at  $V_{\text{LSR}} \sim -8 \text{ km s}^{-1}$  just behind S140) are clearly associated with L1204, whereas the other (an isolated component at  $V_{\text{LSR}} \sim -2.5 \text{ km s}^{-1}$  toward the southeast) is most likely a local foreground cloud unrelated to S140/L1204.
3. Both qualitatively and quantitatively, the CO(1–0) emission and the formaldehyde 6 cm absorption lines correlate fairly

well. An excitation analysis shows that both preferentially trace warm gas at intermediate densities.

4. There are, however, notable differences between the CO and H<sub>2</sub>CO lines, that can be traced to differing excitation requirements and abundances. Those differences are most likely the origin of the large scatter in the CO-H<sub>2</sub>CO intensity correlation.

We thank Roy Booth, director (retired) of the radio observatory at Onsala, for generous allocations of telescope time and for his warm hospitality during our several visits to the observatory. We are also grateful to the observatory technical and administrative staff for their capable assistance with our observing pro-

gram. We thank Tamara Helfer for supplying us with the CO data cube of S140. We acknowledge the financial support of the Dirección General de Asuntos del Personal Académico (DGAPA), Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), and Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), in México, and the Director's Discretionary Research Fund at the Space Telescope Science Institute. The digitized sky surveys were produced at the Space Telescope Science Institute under US Government grant NAG W-2166. The images of these surveys are based on photographic data obtained using the Oschin Schmidt Telescope on Palomar Mountain and the UK Schmidt Telescope. The plates were processed into the present compressed digital form with the permission of these institutions.

## APPENDIX A

### MODEL CALCULATIONS

#### A1. COLLISIONAL PUMPING

Observations of H<sub>2</sub>CO in dark clouds show that the anomalous absorption of the 6 and 2 cm lines is due to collisions with H<sub>2</sub> that selectively overpopulate the lower levels of the lines (Evans et al. 1975). We calculated the non-LTE equilibrium populations of the first 40 levels of ortho-H<sub>2</sub>CO assuming excitation by the 2.7 K background and collisions with H<sub>2</sub>. Green (1991) has calculated excitation rates of these levels for collisions with He taking advantage of the spherical symmetry of the He potential for kinetic temperatures  $T = 10$  to 300 K. According to Green (1991) excitation rates by H<sub>2</sub> collisions could be 2.2 times higher than those by He because of the smaller reduced mass and differences in the interaction potentials. We show the results of the calculations under the assumption that the H<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>CO collisional rates are the same as the He-H<sub>2</sub>CO rates. Probabilities for the radiative transitions were taken from Jaruschewski et al. (1986).

The optical depths of the transitions involved in the pumping mechanism are generally larger than 1 at high densities and a radiative transfer calculation is required. Two limiting approximations in the radiation transport are often considered in molecular clouds: the large velocity gradient (LVG) model and the microturbulent model (Leung & Liszt 1976). The LVG model assumes that the line profile is dominated by systematic motion of the gas while the microturbulent model assumes that the turbulent velocity is much larger than any systematic motion. S140 is likely to have several velocity components, but the existence of large systematic motions in molecular clouds and the validity of the LVG model has not been well established in other molecular clouds (e.g., Evans et al. 1975; Zuckerman & Evans 1974; Zhou et al. 1990). We therefore use the microturbulent model, and for simplicity we use the escape probability formalism to account for photon trapping in a turbulent medium in plane-parallel slab of mean total optical depth  $\tau_t$  that is perpendicular to the line of sight. In this case the A-value of a transition in the equations of statistical equilibrium is multiplied by a "loss probability"  $P(\tau, \tau_t)$  that depends on the mean optical depth  $\tau$  in the slab. There are many different ways to define  $P(\tau, \tau_t)$ , which can differ by several orders of magnitude for large optical depths. We use the form suggested by Hummer & Storey (1992) for a uniform medium with no continuum absorption,

$$P(\tau, \tau_t) = \frac{1}{2} [K_2(\tau) + K_2(\tau_t - \tau)], \quad (\text{A1})$$

where

$$K_2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \phi(x) E_2[\tau \phi(x)], \quad (\text{A2})$$

and  $E_2$  is the second exponential integral function. The function  $K_2(\tau)$  can be calculated from fits by Hummer (1981) for a normalized Doppler profile,  $\phi(x) = \exp(-x^2)/\pi^{1/2}$ .

Equation (A1) can be viewed as the single flight escape probability through either side of the slab averaged over the line profile. The probability that a photon of an isotropic background reaches optical depth  $\tau$  in this slab is also given by equation (A1), and the blackbody continuum is thus attenuated by a factor  $P(\tau, \tau_t)$ . The mean optical thickness is given by

$$d\tau = \frac{\sigma_{lu}}{\Delta\nu_D} n_l \left( 1 - \frac{n_u/g_u}{n_l/g_l} \right) dz, \quad (\text{A3})$$

where  $\sigma_{lu}$  is the absorption cross section of the transition and  $\Delta\nu_D$  is the Doppler width. We assumed a Doppler width of 2 km s<sup>-1</sup> [FWHM = 2(ln 2)<sup>1/2</sup>Δν<sub>D</sub> = 3.3 km s<sup>-1</sup>]. The level population and its statistical weight are given by  $n$  and  $g$ , respectively, with subindex  $u$  for the upper and  $l$  for the lower level.

The emergent line brightness temperature with subtracted background  $T_0$  is found by direct integration of the source function throughout the slab as

$$\Delta T_b = T_b - T_0 = T_0 [\exp(-T) - 1] + \frac{h\nu}{k} \int_0^T \exp(-T + \tau) \left( \frac{n_l/g_l}{n_u/g_u} - 1 \right)^{-1} d\tau, \quad (\text{A4})$$

where

$$\tau_t = \int_0^L \frac{\sigma_{lu}}{\Delta\nu_D} n_l \left( 1 - \frac{n_u/g_u}{n_l/g_l} \right) dz \quad (\text{A5})$$

is the total mean optical depth of a slab of thickness  $L$  and  $T = \tau_t \phi(0)$  is the line-center total optical depth.

Equation (A4) gives the correct asymptotic limits:  $T_b \rightarrow T_0$  when the density goes to 0 and  $T_b \rightarrow T$  for high densities. The population densities and the optical depths as a function of position in the slab in equations (A1) and (A3) were calculated iteratively. A convergence of  $10^{-3}$  K in  $T_b$  was achieved after a few iterations for  $T \leq 40$  K and H<sub>2</sub> densities  $n(\text{H}_2) < 10^6 \text{ cm}^{-3}$ . For higher densities and temperatures the procedure becomes unstable. Figure 5 shows the calculated  $\Delta T_b$  for a 1 pc thick slab as a function of the H<sub>2</sub> density and a constant H<sub>2</sub>CO abundance of  $2 \times 10^{-9}$  with respect to H<sub>2</sub> (Hasegawa et al. 1992; Leung et al. 1984). The assumed thickness of the slab has an important effect in the anomalous absorption as shown in Figure 5. As the thickness of the slab decreases, the effectiveness of the pumping mechanism that cools the line decreases.

Garrison et al. (1975) identified some transitions, like  $1_{11} \rightarrow 3_{12}$ , that produce selection effects in the excitation of some levels that cool the H<sub>2</sub>CO doublets. We have tested our model for possible variations of the collision rates. An overall increase of collisional rates by a factor of 2.2 decreases  $\Delta T_b$  in Figure 5 by 0.3 to 0.5 K for  $T \geq 20$  K and  $n(\text{H}_2) > 1.6 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . For lower  $T$  and  $n(\text{H}_2)$  there is very little variation in the predicted  $T_b$ .

## A2. A PDR MODEL FOR CO

The UV field has a higher influence on the CO brightness temperature than on the H<sub>2</sub>CO brightness temperature. Both molecules are quickly photodissociated near the edge of clouds, but the larger abundance of the CO molecule makes its chemistry and interaction with radiation more complex. In order to take into account the variation of CO abundance along the line of sight, we used the Meudon PDR code to calculate the CO brightness temperature of a plane-parallel slab irradiated by a UV field (Le Bourlot et al. 1993). A detailed description of a revised version of the code is given by Le Petit et al. (2006).

The sharp separation between the molecular, atomic, and ionized emissions suggests that the L1204/S140 interface is a PDR viewed nearly edge-on (Hayashi & Murata 1992) irradiated by HD 211880. The angle of incidence of the star's radiation on the PDR boundary is an unknown parameter but appears to be more or less perpendicular. Furthermore, the infrared embedded sources are probably young stars that may also enhance the radiation field (Evans et al. 1989).

We ran the code with its parameters set to represent a plane-parallel slab irradiated from one side by a UV field with an enhancement factor  $\chi = 200$  with respect to the Draine (1978) average interstellar radiation field. In a PDR, the gas is heated by the photoelectric emission from grains and PAH's, H<sub>2</sub> formation in grains, UV pumping in the Lyman and Werner bands, gas-grain collisions, photoionization, and photodissociation. As the UV radiation is absorbed deeper into the cloud, other processes like cosmic rays and chemical reaction energies become important. Cooling is produced by fine-structure and molecular line emission. Shocks and turbulence can keep a PDR away from isobaric equilibrium. However, in our model the temperature and density of the PDR were kept constant in order to compare the results with our H<sub>2</sub>CO model in Figure 6. We used the chemical network given for S140 by the Meudon group at its Internet site,<sup>5</sup> which does not include H<sub>2</sub>CO. Thus, the CO and H<sub>2</sub>CO calculations represent different models, and Figure 6 is given only as indication of the local conditions that produce the emission and absorption for each molecule.

## A3. PHOTODISSOCIATION OF H<sub>2</sub>CO

The H<sub>2</sub>CO molecule is quickly photodissociated into CO and H<sub>2</sub> or H in the average UV interstellar radiation field with a rate of  $1.0 \times 10^{-9} \exp(-1.7A_V) \text{ s}^{-1}$  (van Dishoeck 1988). Keene et al. (1985) estimated that far-ultraviolet radiation (FUV) from the star HD 211880 will have an enhancement factor of  $G_0 = 150$  with respect to the average interstellar field (Habing 1968) at the ionization front, although Spaans & van Dishoeck (1997) found that a more intense radiation field may be needed to explain the H<sub>2</sub> rotational emission. H<sub>2</sub>CO has a dissociation energy of  $3.61 \pm 0.03 \text{ eV}$  (Suto et al. 1986), and a photodissociation rate of  $1.0 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$  in the interstellar field (van Dishoeck 1988), while for CO the values are 11.2 eV and  $2.0 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ , respectively. Thus, it is possible that the H<sub>2</sub>CO will be selectively photodissociated near the S140 ionization front and the bright PDR region, where the CO emission peaks. Detailed PDR model calculations by Li et al. (2002) show that at  $20'$  from the ionization front, where we observe the H<sub>2</sub>CO maximum,  $G_0 \leq 20$  and  $A_V \sim 15$ .

We added 62 reactions involving H<sub>2</sub>CO and H<sub>2</sub>CO<sup>+</sup> taken from the UMIST database (Woodall et al. 2007)<sup>6</sup> to the chemical network of the Meudon group mentioned above and ran a PDR model with  $G_0 = 200$ ,  $T = 40 \text{ K}$ , and a constant density of  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ . We found that H<sub>2</sub>CO has significant abundance only at depths of  $A_V > 7$ , while CO becomes important at  $A_V > 4$ , which shows that photo-destruction could explain the offset between the CO and the H<sub>2</sub>CO peaks.

<sup>5</sup> See <http://aristote.obspm.fr/MIS/pdr/exe.html>.

<sup>6</sup> See <http://www.uafn.net/>.

APPENDIX B

PROFILE MOMENTS IN DETAIL

TABLE 2  
PROFILE MOMENTS FOR EACH POSITION OF FIG. 2

Offset ( <i>l,b</i> ) (arcmin)	1000I(H <sub>2</sub> CO) (K km s <sup>-1</sup> )	$\langle V \rangle$ (km s <sup>-1</sup> )	I(CO) (K km s <sup>-1</sup> )	$\langle V \rangle$ (km s <sup>-1</sup> )	Included in Fits
40, -70	<-24.3	nf	...	...	
30, -70	<-18.9	nf	...	...	
20, -70	<-25.8	nf	...	...	
10, -70	<-23.4	nf	4.1 ± 0.7	-7.6 ± 1.3	
0, -70	-42.1 ± 8.4	-7.5 ± 1.5	3.5 ± 0.6	-8.7 ± 1.5	yes
-10, -70	-30.3 ± 7.1	-6.2 ± 1.5	8.6 ± 0.8	-8.3 ± 0.8	yes
-20, -70	<-21.6	nf	<2.1	nf	
40, -60	<-22.5	nf	...	...	
30, -60	<-24.0	nf	...	...	
20, -60	<-26.7	nf	5.9 ± 0.8	-7.0 ± 1.1	
10, -60	<-23.7	nf	5.1 ± 0.6	-8.3 ± 1.0	
0, -60	<-19.2	nf	<1.8	nf	
-10, -60	-27.9 ± 7.1	-6.7 ± 0.5	<2.1	nf	
-20, -60	<-28.8	nf	<1.5	nf	
40, -50	<-25.5	nf	...	...	
30, -50	-109.3 ± 8.9	-2.6 ± 0.2	14.8 ± 1.1	-1.8 ± 0.2	yes
20, -50	<-25.2	nf	10.5 ± 0.8	-5.0 ± 0.4	
10, -50	<-21.6	nf	8.2 ± 0.6	-7.0 ± 0.5	
0, -50	<-18.9	nf	<2.4	nf	
-10, -50	<-16.5	nf	<2.4	nf	
-20, -50	<-24.6	nf	<4.8	nf	
40, -40	<-23.1	nf	...	...	
30, -40	<-22.8	nf	3.1 ± 0.6	-6.2 ± 1.2	
20, -40	<-22.2	nf	7.2 ± 0.8	-7.2 ± 0.9	
10, -40	<-23.1	nf	4.5 ± 0.5	-8.8 ± 1.1	
0, -40	<-22.5	nf	<2.7	nf	
-10, -40	<-26.1	nf	<2.7	nf	
-20, -40	<-18.6	nf	<3.0	nf	
40, -30	<-22.5	nf	3.4 ± 0.5	-9.0 ± 1.5	
30, -30	<-22.8	nf	4.0 ± 0.7	-8.9 ± 1.5	
20, -30	<-25.5	nf	<1.8	nf	
10, -30	<-30.9	nf	5.2 ± 0.6	-8.6 ± 1.0	
0, -30	<-20.1	nf	<4.2	nf	
-10, -30	<-26.7	nf	<1.8	nf	
-20, -30	<-22.2	nf	<2.1	nf	
40, -20	...	...	<2.7	nf	
30, -20	<-30.9	nf	3.5 ± 0.7	-9.4 ± 1.9	
20, -20	<-24.0	nf	<2.7	nf	
10, -20	-31.6 ± 6.0	-8.2 ± 1.6	8.2 ± 1.1	-8.9 ± 1.2	yes
0, -20	<-29.1	nf	8.5 ± 1.4	-9.5 ± 1.7	
-10, -20	<-19.5	nf	6.8 ± 0.3	-8.7 ± 0.9	
-20, -20	<-22.2	nf	<1.5	nf	
40, -10	...	...	<1.8	nf	
30, -10	<-35.7	nf	<2.4	nf	
20, -10	<-16.8	nf	<3.0	nf	
10, -10	-43.1 ± 8.2	-8.1 ± 1.6	4.7 ± 1.1	-10.3 ± 2.8	yes
0, -10	-76.2 ± 13.8	-9.5 ± 1.8	11.7 ± 0.8	-9.0 ± 0.6	yes
-10, -10	-82.7 ± 7.7	-8.1 ± 0.8	18.6 ± 0.6	-8.2 ± 0.3	yes
-20, -10	<-24.3	nf	<2.7	nf	
40, 0	<-33.0	nf	2.8 ± 0.5	-11.6 ± 2.3	
30, 0	<-28.8	nf	<3.3	nf	
20, 0	-63.8 ± 7.8	-7.8 ± 0.9	3.8 ± 1.1	-8.9 ± 3.0	yes
10, 0	-93.7 ± 11.3	-8.7 ± 1.1	9.4 ± 0.7	-9.9 ± 0.8	yes
0, 0	-272.6 ± 9.8	-7.8 ± 0.3	21.6 ± 0.7	-8.0 ± 0.3	yes
-10, 0	-159.8 ± 8.6	-8.0 ± 0.4	46.5 ± 1.6	-7.8 ± 0.3	yes
-20, 0	<-24.0	nf	10.2 ± 0.7	-7.7 ± 0.6	
40,+10	...	...	<1.7	nf	
30,+10	<-28.8	nf	<0.9	nf	
20,+10	-52.0 ± 8.2	-8.7 ± 1.4	5.3 ± 0.4	-9.1 ± 0.7	yes

TABLE 2—Continued

Offset ( <i>l,b</i> ) (arcmin)	1000I(H <sub>2</sub> CO) (K km s <sup>-1</sup> )	$\langle V \rangle$ (km s <sup>-1</sup> )	I(CO) (K km s <sup>-1</sup> )	$\langle V \rangle$ (km s <sup>-1</sup> )	Included in Fits
10, +10.....	-114.1 ± 9.7	-6.2 ± 0.6	11.1 ± 1.3	-7.1 ± 0.9	yes
	-70.3 ± 7.7	-10.3 ± 1.2	13.5 ± 1.1	-10.6 ± 1.0	yes
0, +10.....	-247.0 ± 10.1	-7.6 ± 0.3	22.8 ± 1.6	-8.5 ± 0.6	yes
-10, +10.....	-118.9 ± 9.2	-8.1 ± 0.6	22.3 ± 2.0	-8.6 ± 0.8	yes
-20, +10.....	<-19.2	nf	<0.9	nf	
40, +20.....	...	...	<1.2	nf	
30, +20.....	<-25.2	nf	3.1 ± 0.4	-8.3 ± 1.7	
20, +20.....	-42.3 ± 9.3	-7.1 ± 1.6	6.7 ± 0.7	-9.9 ± 1.0	yes
	-82.0 ± 7.4	-11.3 ± 1.1	nf	nf	
10, +20.....	-49.8 ± 6.9	-6.9 ± 1.0	7.0 ± 1.2	-8.0 ± 1.4	yes
	-63.1 ± 5.5	-10.8 ± 1.0	8.3 ± 0.9	-11.0 ± 1.4	yes
0, +20.....	-68.3 ± 9.7	-8.9 ± 1.3	6.1 ± 0.7	-10.8 ± 1.3	yes
-10, +20.....	-56.4 ± 6.8	-8.6 ± 1.1	5.5 ± 0.5	-10.8 ± 1.1	yes
-20, +20.....	<-29.7	nf	<2.7	nf	
40, +30.....	...	...	<1.6	nf	
30, +30.....	<-27.9	nf	<1.6	nf	
20, +30.....	<-19.5	nf	3.4 ± 0.8	-11.4 ± 2.7	
10, +30.....	-54.1 ± 8.8	-9.3 ± 1.6	5.6 ± 0.7	-10.3 ± 1.2	yes
0, +30.....	<-18.0	nf	5.0 ± 0.6	-11.1 ± 1.3	
-10, +30.....	<-27.0	nf	2.0 ± 0.4	-10.2 ± 2.2	
-20, +30.....	<-23.4	nf	<3.0	nf	

NOTES.—The upper limits correspond to 3  $\sigma$ . An ellipse (...) indicates no data were available, while “nf” indicates that data were available but no reliable fit could be made. Values marked with “yes” in the right column are plotted as squares in Fig. 4, and were used for the least-square fits.

## REFERENCES

- Bally, J., Reipurth, B., Walawender, J., & Armond, T. 2002, *AJ*, 124, 2152  
Blair, G. N., Evans, N. J., II, Vanden Bout, P. A., & Peters, W. L., III. 1978, *ApJ*, 219, 896  
Crampton, D., & Fisher, W. A. 1974, *Pub. Dom. Astrophys. Obs.*, 14, 283  
Cohen, R. J., Matthews, N., Few, R. W., & Booth, R. S. 1983, *MNRAS*, 203, 1123  
Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792  
Draine, B. T. 1978, *ApJS*, 36, 595  
Evans, N. J., II, Kutner, M. L., & Mundy, L. G. 1987, *ApJ*, 323, 145  
Evans, N. J., II, Mundy, L. G., Kutner, M. L., & Depoy, D. L. 1989, *ApJ*, 346, 212  
Evans, N. J., II, Rubin, R. H., & Zuckerman, B. 1980, *ApJ*, 239, 839  
Evans, N. J., II, Zuckerman, B., Sato, T., & Morris, G. 1975, *ApJ*, 199, 383  
Garrison, B. J., Lester, W. A., Jr., Miller, W. H., & Green, S. 1975, *ApJ*, 200, L175  
Green, S. 1991, *ApJS*, 76, 979  
Guilloteau, S., & Forveille, T. 1989, *Grenoble Image and Line Data Analysis System (GILDAS)* (Saint Martin d'Hères: IRAM), <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>  
Habing, H. J. 1968, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 19, 421  
Hasegawa, T. I., Herbst, E., & Leung, C. M. 1992, *ApJS*, 82, 167  
Hayashi, M., & Murata, Y. 1992, *PASJ*, 44, 391  
Helfer, T. T., & Blitz, L. 1997, *ApJ*, 478, 233  
Heyer, M. H., Carpenter, J. M., & Ladd, E. F. 1996, *ApJ*, 463, 630  
Hummer, D. G. 1981, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 26, 187  
Hummer, D. G., & Storey, P. J. 1992, *MNRAS*, 254, 277  
Jaruschewski, S., Chandra, S., Varshalovich, D. A., & Kegel, W. H. 1986, *A&AS*, 63, 307  
Keene, J., Blake, G. A., Phillips, T. G., Huggins, P. J., & Beichman, C. A. 1985, *ApJ*, 299, 967  
Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G., Roueff, E., & Flower, D. R. 1993, *A&A*, 267, 233  
Le Petit, F., Nehmé, C., Le Bourlot, J., & Roueff, E. 2006, *ApJS*, 164, 506  
Leung, C. M., Herbst, E., & Huebner, W. F. 1984, *ApJS*, 56, 231  
Leung, C. M., & Liszt, H. S. 1976, *ApJ*, 208, 732  
Li, W., Evans, N. J., II, Jaffe, D. T., van Dishoeck, E. F., & Thi, W. F. 2002, *ApJ*, 568, 242  
Lynds, B. T. 1962, *ApJS*, 7, 1  
Park, Y., & Minh, Y. 1995, *J. Korean Astron. Soc.*, 28, 255  
Preibisch, T., Balega, Y. Y., Schertl, D., Smith, M. D., & Weigelt, G. 2001, *A&A*, 378, 539  
Preibisch, T., & Smith, M. D. 2002, *A&A*, 383, 540  
Rodríguez, M. I., Allen, R., Loinard, L., & Wiklind, T. 2006, *ApJ*, 652, 1230  
Sharpless, S. 1959, *ApJS*, 4, 257  
Snyder, L. E., Buhl, D., Zuckerman, B., & Palmer, P. 1969, *Phys. Rev. Lett.*, 22, 679  
Spaans, M & van Dishoeck, E. F. 1997, *A&A*, 323, 953  
Sugitani, K., & Fukui, Y. 1987, in *IAU Symp. 115, Star-Forming Regions*, ed. M. Pembert & J. Jugaku (Dordrecht: Reidel), 75  
Suto, M., Wang, X., & Lee, L. C. 1986, *J. Chem. Phys.*, 85, 4228  
Tafalla, M., Bachiller, R., & Martin-Pintado, J. 1993, *ApJ*, 403, 175  
Townes, C. H., & Cheung, A. C. 1969, *ApJ*, 157, L103  
van Dishoeck, E. F. 1988, in *Rate Coefficients in Astrochemistry*, ed. T. J. Millar & D. A. Williams (Dordrecht: Kluwer), 49  
Woodall, J., Agúndez, M., Markwick-Kemper, A. J., & Millar, T. J. 2007, *A&A*, 466, 1197  
Zhou, S., Evans, N. J., II, Butner, H. M., Kutner, M. L., Leung, C. M., & Mundy, L. G. 1990, *ApJ*, 363, 168  
Zuckerman, B., Evans, N. J., II. 1974, *ApJ*, 192, L149

## Parte II

# Correlación entre la emisión del lejano infrarrojo y el radio continuo

## Capítulo 6

# Relación entre la emisión del infrarrojo lejano y el radio continuo

En 1971 van der Kruit encontró una relación entre la emisión infrarroja a  $\lambda = 10 \mu\text{m}$  y la emisión de radio continuo a 1415 MHz para los núcleos de galaxias Seyfert. Lo cual también fue confirmado por Rieke & Low en 1972 (ver Figura 6.1). Más tarde, se observó que esta misma relación también se cumplía para los núcleos de galaxias espirales (van de Kruit 1973). En un principio se creyó que ambas emisiones eran radiación sincrotrón, la cual provenía de los electrones relativistamente acelerados por un hoyo negro en las Galaxias Seyfert o por otro AGN (núcleos activos de galaxias). Sin embargo, Harwitt & Pacini (1975) propusieron que la emisión infrarroja venía de la radiación térmica del polvo calentado por regiones HII, y que la emisión de radio a 1415 MHz era principalmente radiación sincrotrón que provenía directamente de los remanentes de supernovas (SNR's), más una pequeña contribución de emisión térmica de las mismas regiones HII. Esos remanentes de supernovas se originaban de la misma población de estrellas masivas que alimentaban las regiones HII. Para cuantificar la emisión sincrotrón, Clark & Caswell (1976) calcularon la luminosidad no-térmica de la tasa de supernovas tipo II, y encontraron que la energía directamente emitida por una supernova discreta era muy baja. Por lo que el modelo de Harwitt & Pacini (1975), requería tasas de supernova muy altas para explicar la emisión total en radio observada en los núcleos de galaxias espirales. Helou, Soifer & Rowan-Robinson (1985) encontraron el mismo resultado, entonces propusieron un mecanismo alternativo para explicar el origen de esta emisión sincrotrón. Ellos concluyen que la emisión no-térmica de las galaxias no solo proviene de los SNR's en sí, sino que también proviene de la radiación de los electrones relativistas acelerados por las explosiones de supernovas y que dicha radiación es la que domina la emisión total no-térmica. Esto se confirmó cuando Condon & Yin (1990) dividieron

la emisión de radio no-térmica de la Galaxia entre la tasa de supernovas tipo II para estimar la energía emitida por supernova. De este estudio se pudo cuantificar que  $\approx$  el 95% de la radiación no-térmica era emitida por electrones relativistas que se habían dispersado a través del disco Galáctico. Entonces en este esquema la emisión infrarroja se debe al polvo calentado por estrellas masivas cercanas. Esas mismas estrellas masivas producen los fotones ionizantes responsables de la emisión radio térmica (libre-libre) y cuando finalmente explotan como supernovas, producen la emisión de radio no-térmica (sincrotrón). Por lo que de ahí en adelante, la interpretación estandar de la correlación entre la emisión del infrarrojo lejano (FIR) y la emisión del radio continuo (RC) *global* (esto es tomando la luminosidad total infrarroja y de radio, de una galaxia) fue que esta relación resulta de la formación estelar de alta masa a través de mecanismos indirectos. Como se puede ver, este esquema es muy básico, contiene muchos pasos y muchos parámetros para explicar la existencia de la correlación FIR-RC observada en las galaxias, así que para hacer un progreso futuro en este estudio, se necesita un mejor entendimiento de los componentes, de las características y de las bases físicas de esta relación.

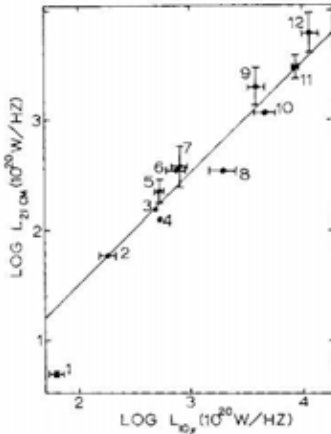


Figura 6.1 Correlación entre la emisión a  $60 \mu\text{m}$  y la emisión a  $1420 \text{ MHz}$  confirmada por Rieke & Low en 1972.

## 6.1. Componentes de la correlación FIR-RC

A fin de entender la correlación FIR-RC, es necesario una descripción de sus componentes para llevar a cabo el estudio de esta conexión. La emisión del radio continuo en las galaxias es una mezcla de radiación térmica (libre-libre) y radiación no-térmica (sincrotrón). La radiación térmica de una galaxia surge directamente de las regiones HII y tiene un índice espectral de  $\alpha = -0.1$  para el caso ópticamente delgado y  $\alpha = 2.0$  para el caso ópticamente grueso (ver Figura 6.2). La emisión no-térmica proviene de dos fuentes: de los remanentes de supernova y de la radiación emitida por los electrones relativistas que se han



propagado desde sus remanentes de supernova progenitores hacia toda la Galaxia. Como se mencionó anteriormente, del estudio realizado por Condon & Yun (1990), se concluye que la contribución de los remanentes de supernova es muy baja porque alrededor del 95 % de la radiación total proviene de la emisión de los electrones relativistas. La emisión no-térmica tiene un índice espectral típico de  $\alpha = -0.45$  para los SNR's y de  $\alpha = -0.7$  para las galaxias debido a que los electrones sufren pérdidas de energía durante su propagación. La mayoría de las galaxias presentan este índice espectral, lo cual confirma que la emisión de radio continuo está dominada por radiación no-térmica. Según Broadbent, Haslam, & Osborne (1989), la razón de luminosidad térmica a no-térmica para la Galaxia a 408 MHz es de 2.5 %.

Por otro lado, la emisión total en el infrarrojo es debida a la re-emisión de la luz de las estrellas por medio de los granos de polvo. La emisión infrarroja tibia ( $T > 47$  K), es producida por el polvo calentado por la luz estelar dentro de las regiones HII. La emisión infrarroja fría ( $T < 18$  K) se debe a la emisión del polvo calentado por la radiación difusa del campo interestelar. Los estudios realizados sobre galaxias espirales por Devereux y colaboradores muestran que existe una buena correlación entre la emisión H $\alpha$  y la emisión infrarroja, sugiriendo que la emisión infrarroja es en su mayor parte debida a las regiones HII (Devereux et al. 1994, 1996, 1997, Devereux & Scowen 1994, Jones et al. 2002). Pero por otro lado, estudios realizados por Deul (1989), Walerbos & Greenwalt (1996) e Hiras-hita et al. (2003), sugieren que más de la mitad de la emisión en el infrarrojo se debe al polvo calentado por la radiación interestelar. Así, todavía no está definido cual de estos dos elementos es el que domina la radiación total en el infrarrojo.

En resumen, la emisión total del radio continuo y del infrarrojo parecen estar asociados con la formación estelar, pero los pasos intermedios de los procesos físicos que dan lugar a estos dos tipos de emisión no se han entendido completamente. La distribución de energía espectral de la galaxia M81 se muestra en la figura 6.2, donde se aprecia las contribuciones relativas de la emisión libre-libre, sincrotrón y del polvo.

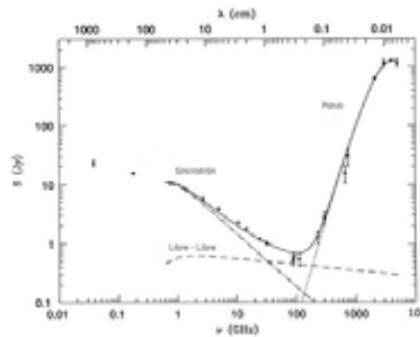


Figura 6.2 Distribución de energía espectral para la galaxia M81 ( $S_\nu \propto \nu^\alpha$ ).  $\alpha \sim -0.7$  para radiación sincrotrón,  $\sim 2.0$  para radiación libre-libre el caso ópticamente grueso y  $\sim -0.1$  para el caso ópticamente delgado. (Condon 1990).

## 6.2. Estudios observacionales de la correlación FIR-RC

Muchos trabajos se han enfocado en estudiar la correlación FIR-RC en varios tipos de galaxias. Se ha encontrado que es universal, ubicua, aproximadamente lineal y que presenta poca dispersión. Helou, Soifer & Rowan-Robison (1985), fueron los primeros que usaron el famoso sondeo IRAS a  $60 \mu\text{m}$  y a  $100 \mu\text{m}$  para compararlo con emisión de radio continuo a 1.4 GHz del telescopio de síntesis del Westerbork (WSRT) de galaxias espirales. Fue hasta ese momento que se apreció la importancia de las características mencionadas anteriormente de esta correlación. Además de eso, se encontró que esta relación era válida en muestras de galaxias detectadas a  $60 \mu\text{m}$  (Condon & Broderick 1986), en muestras de radio galaxias (Condon & Broderick 1988) y en una gran variedad de galaxias espirales e irregulares (Wunderlich, Wielebinski, & Klein 1987). Observaciones recientes con el telescopio espacial Spitzer, muestran que esta relación sigue cumpliéndose para galaxias que se encuentran hasta  $z = 2$  (Appleton 2004).

Todos estos estudios, consideraron una correlación FIR-RC completamente lineal. Sin embargo, Fitt, Alexander, & Cox (1988) y Cox (1988) presentaron por primera vez una fuerte evidencia de que la correlación FIR-Radio no era lineal. En su muestra, la correlación fue ajustada con una ley de potencias como,

$$L_{FIR} \propto L_{151MHz}^\lambda, \quad (6.1)$$

donde  $\lambda = 0.86 \pm 0.03$ . Esto también fue confirmado por una comparación que se hizo en otra muestra de galaxias espirales usando datos de radio continuo del VLA a 1.49 GHz e infrarrojo de IRAS (Devereux & Eales 1989). Todos estos estudios concuerdan que la correlación es obicua, universal y casi sin dispersión, aunque sus bases físicas no se entienden claramente.

## 6.3. Estudios teóricos de la correlación FIR-RC

La primera aproximación teórica para explicar la correlación FIR-RC fue el famoso modelo del calorímetro de Völk (1989). Este modelo supone que todos los fotones ultravioletas y los electrones relativistas pierden la mayor parte de su energía dentro de la galaxias y no escapan. Como la tasa de producción de electrones relativistas es proporcional a la tasa de fotones UV para estrellas de alta masa, en principio este modelo explicaría el origen de la correlación FIR-RC. Para este modelo donde todos los electrones relativistas son retenidos en las galaxias, el índice espectral esperado para las galaxias es de  $\alpha > 1$  (donde  $S \propto \nu^{-\alpha}$ ). Otro modelo propuesto por Helou & Bica (1993) presenta un escenario donde una fracción de los electrones sí escapan del disco de la galaxia. En este modelo, la correlación FIR-RC se le atribuyó a un acomplamiento entre las tasas de producción constante tanto de fotones ultravioleta como de electrones relativistas. Este acomplamiento resulta de una relación entre el campo magnético y la densidad del gas interestelar. Sin embargo, más tarde, Niklas & Beck (1997) argumentaron que las observaciones no reproducían ninguno de los dos modelos

anteriores. En el caso del modelo del calorímetro era porque la mayoría de las galaxias no presentaba el índice espectral modelado por Völk (1989), además de que si había escape de electrones relativistas. Para el caso del modelo de Helou & Bicay (1993) era porque no se había tomado en cuenta que el índice espectral variaba con respecto los procesos de pérdida de energía de los electrones y su manera de propagación. Debido a esto, se presentaban errores en la medición del campo magnético. Entonces, Niklas & Beck (1997) surgieron un modelo alternativo, en el cual la correlación FIR-RC era producto de una combinación de dos relaciones por medio de una variable básica, la densidad del gas. La primera relación se da entre la densidad de gas (neutro) frío y la fuerza del campo magnético. En esta relación se supone además que existía una equipartición entre la densidad de electrones relativistas y la fuerza magnética, determinando así, la emisión sincrotrón. La segunda relación se da entre la densidad de gas y la tasa de formación estelar, suponiendo además, que la luminosidad infrarroja estaba relacionada con la tasa de formación estelar. En otras palabras, la correlación FIR-RC implica una relación de la densidad de electrones relativistas, el campo magnético y la luminosidad infrarroja con la actividad de formación estelar actual.

Uno de los problemas para relacionar la correlación con formación estelar es que, como se mencionó antes, la emisión de radio continuo y la emisión de infrarrojo tienen a su vez dos componentes; por una parte la emisión térmica y la no-térmica integran la emisión total de radio y por otro lado las componentes polvo frío y tibio integran la emisión del infrarrojo. Entonces, el vínculo entre la correlación FIR-RC y la formación estelar no es tan obvio, ya que la emisión no-térmica y la componente de polvo frío no están directamente asociadas a una población estelar joven. Para obtener una conexión más directa, es necesario separar las componentes térmica y no-térmica en el radio continuo y las componentes de polvo frío y tibio en el infrarrojo. En un estudio realizado por Price & Durin (1992), se descompone la emisión del radio continuo. Los resultados se presentan en la figura 6.3, donde se muestran: (a) la relación entre la emisión del radio continuo térmico con la emisión total del infrarrojo y (b) la relación entre la emisión del radio continuo no-térmico y la emisión del infrarrojo. Ambas relaciones son muy marcadas, aunque presentan diferentes pendientes. Por otro lado, Pierini et al. (2003) presenta un estudio donde se descompone la emisión del infrarrojo. La figura 6.4, muestra: (a) la relación entre la emisión total de radio continuo y (b) la relación entre la emisión total de radio continuo y la componente de polvo frío. De estas figuras se observa que existe una correlación casi lineal entre el polvo tibio y el RC.

Recientemente surgió un nuevo modelo propuesto por Murgia et al. (2005), en el cual se incluye la emisión del gas molecular trazado por CO en la correlación FIR-RC. En este trabajo se encuentra una correlación entre el CO y el RC, la cual puede ser explicada por la presión hidrostática en las galaxias. Esta presión actúa como un mecanismo correlacionador entre la fracción de gas molecular y la fuerza del campo magnético. El vínculo con la emisión infrarroja viene del modelo propuesto por Dopita et al. (2005), donde se relaciona la emisión infrarroja con la presión del medio interestelar. Esta presión determina el tamaño de las

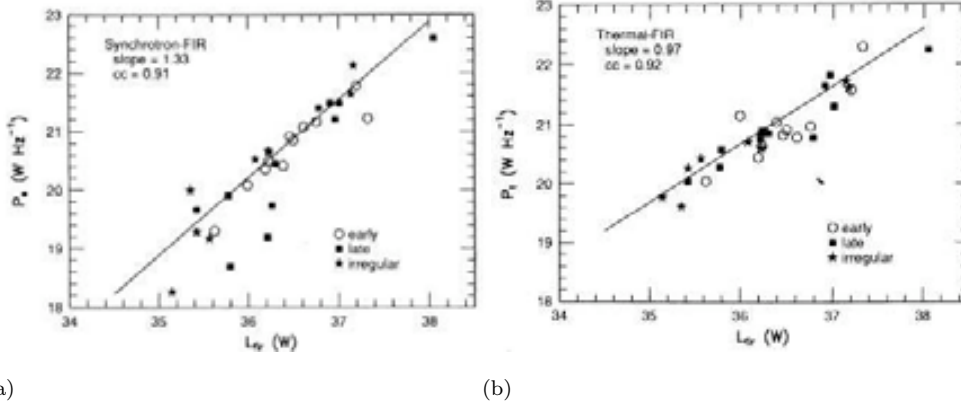


Figura 6.3 a) Correlación FIR-sincrotrón. b) Correlación térmica-FIR. Price & Duric 1992.

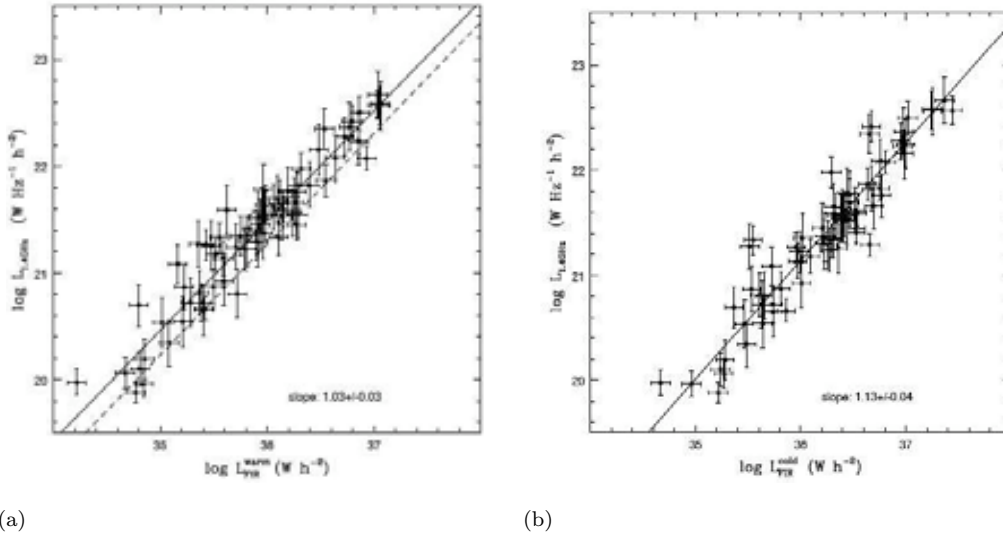


Figura 6.4 a) Correlación radio continuo - polvo tibio. b) Correlación radio continuo - polvo frío. Pierini et al. 2003

regiones HII, el cual a su vez determina el flujo de la emisión infrarroja. Así, los modelos propuestos por Murgia et al. (2005) y Dopita et al. (2005) evitan la dependencia explícita entre la correlación FIR-RC y la actividad de formación estelar.

En resumen, todavía no existe una explicación de la existencia de la correlación FIR-RC. Esto conlleva a que muchos autores investiguen la correlación FIR-RC *local* que existe *dentro* de las galaxias. Usando una muestra de cuatro galaxias, Beck & Golla (1988) realizaron un análisis de la relación entre la emisión infrarroja y la emisión de radio a 11 cm, dentro de los discos de estas galaxias. Después, se llevaron a cabo muchos estudios similares usando diversas muestras de galaxias (Bicay et al. 1989, Bicay & Helou 1990, Fitt et al. 1992, Mash & Helou 1995). En más detalle, Hoernes, Berkhuijsen, & Xu (1998) estudiaron la correlación FIR-RC en M31 y mostraron que se sigue observando a escalas de unos pocos kiloparsecs.

Recientemente, Murphy et al. (2005) usando observaciones de la galaxia M51 hechas con telescopio espacial Spitzer ( $\lambda = 70\mu m$ ) y datos de radio, encontró que la emisión infrarroja y la emisión de radio mostraban una buena correlación a escalas de hasta 750 pc. A escalas aún menores, observaciones en la Nube Mayor de Magallanes por Hughes et al. (2006) mostraron que existe una buena correlación entre el radio continuo e infrarrojo a escalas de entre 0.05 y 1.5 Kpc. Sin embargo, la emisión del radio continuo resultó ser térmica para todas las regiones analizadas. Finalmente Boulanger & Perault (1988) fueron los primeros en estudiar la correlación FIR-Radio en nuestra Galaxia, y encontraron que se rompe a escalas de  $\sim 100$  pc. No obstante, en su estudio solo consideraron el caso del Sistema Solar y la nebulosa de Orión.

La segunda parte de esta tesis fue planeada para expandir el trabajo de Boulanger & Perault (1988) por medio de la comparación espacial de la emisión del radio continuo y la emisión del infrarrojo en una muestra de fuentes más amplia. El siguiente capítulo, presenta un estudio sobre la correlación entre el radio continuo e infrarrojo en nuestra Galaxia. Para esto, se tomó una muestra de 24 regiones escogidas usando las imágenes de archivo del Sondeo Canadiense del Plano Galáctico (CGPS) del telescopio de síntesis del radio observatorio de dominio (DRAO) a 408 MHz y a 1420 MHz. Las regiones seleccionadas fueron comparadas con imágenes a  $60\mu m$  y después se calculó la distribución del índice espectral para determinar la naturaleza de la emisión del radio continuo.

## Capítulo 7

# La correlación entre la emisión FIR-RC en la Galaxia a pequeñas escalas

**A study of the Radio Continuum - Far Infrared correlation at small scales in the Galaxy**

Autores: Mónica Ivette Rodríguez, Tommy Wiklind, Laurent Loinard, Ronald J. Allen, Jianjun Jia.

Para enviar a la revista *The Astrophysical Journal Supplements* en octubre del 2008.

### Resumen

Presentamos un estudio del comportamiento de la correlación entre el infrarrojo y el radio continuo a escalas que corresponden al tamaño de las nubes moleculares ( $\sim 10\text{--}100$  pc). Esto se hizo comparando la distribución espacial de la emisión de radio continuo y la emisión en el infrarrojo para una muestra de 24 regiones distribuidas en el rango de  $79^\circ \leq l \leq 174^\circ$  en la Galaxia. Hemos examinado las imágenes de esta muestra a 408 MHz y a 1420 MHz tomadas del Sondeo Canadiense del Plano Galáctico (CGPS). Estas imágenes fueron comparadas con las imágenes a  $60 \mu\text{m}$  del atlas Galáctico de IRAS. Para el 25% de estas regiones (todas ellas remanentes de supernova) no se encuentra ninguna correspondencia morfológica entre la emisión del radio continuo y la emisión del infrarrojo, pero se observa una buena correspondencia para el otro 75% de la muestra. Estas regiones corresponden a regiones de formación estelar conocidas y su emisión en el radio continuo parece estar compuesta de emisión térmica (regiones HII) y de un fondo no-térmico. La emisión en el infrarrojo de estas regiones también es una superposición de un fondo y de emisión asociada a las regiones de formación estelar. En el infrarrojo la emisión del fondo contribuye solo el 15% mientras que para el radio continuo la emisión de fondo no-térmico domina la emisión

total. Para las regiones de formación estelar en nuestra muestra, encontramos una buena correlación entre la emisión del radio continuo e infrarrojo que se incluya o no al fondo difuso no-térmico. La dispersión en esas correlaciones es de alrededor de 0.15–0.20 dex para luminosidades que cubren 2 órdenes de magnitud. Así, nuestros resultados sugieren que la correlación entre la emisión radio continuo y la emisión infrarroja se sigue conservando a escalas de regiones de formación estelar individuales en la Galaxia.

# A study of the Radio Continuum - Far Infrared correlation at small scales in the Galaxy

Mónica Ivette Rodríguez<sup>1,2</sup>  
Tommy Wiklind<sup>1,3</sup>  
Laurent Loinard<sup>2</sup>  
Ronald J. Allen<sup>1</sup>  
Jianjun Jia<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA  
monica, rjallen, wiklind@stsci.edu*

<sup>2</sup>*Centro de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México,  
Apartado Postal 72-3 (Xangari), 58089 Morelia, Michoacán, México  
m.rodriguez, l.loinard@astrosmo.unam.mx*

<sup>3</sup>*Affiliated with the Space Sciences Department of the European Space Agency*

<sup>4</sup>*Department of Physics and Astronomy, Johns Hopkins University, Baltimore, MD. USA  
jiajj@pha.jhu.edu*

## ABSTRACT

We present a study of the behavior of the Radio Continuum (RC) – Far Infrared (FIR) correlation on scales corresponding to the size of molecular clouds ( $\sim 10$ – $100$  pc). This was done by comparing the spatial distribution of RC and FIR emission from a sample of 24 regions, distributed within the range  $79^\circ \leq l \leq 174^\circ$  in the Galaxy. We have examined the 408 and 1420 MHz mosaic images of the regions in our sample from the Canadian Galactic Plane Survey (CGPS), and compared them with images at  $60 \mu\text{m}$  from the IRAS Galaxy atlas. For 25% of these regions (all of them supernova remnants), we find no morphological correspondence between the RC and the FIR emissions, but a good correspondence is observed for the other 75% of the sources in our sample. These regions correspond to known star-forming sites, and their RC appears to be composed of discrete thermal emission (related to HII regions) and a smooth non-thermal background. Their FIR emission is also the superposition of a background and of discrete emission associated with the star-forming regions themselves, but the background contributes only about 15% of the total local FIR emission, whereas it dominates the total local RC emission. For the star-forming regions in our



sample, we find a good correlation between the FIR and the RC emissions both when the background is included and when it is not. The dispersion of these correlations is about 0.15–0.20 dex for luminosities covering about two orders of magnitude. Thus, our results suggest that the correlation between FIR and RC emissions still holds at the scale of individual star-forming regions in our Galaxy.

This research makes use of data from the Canadian Galactic Plane Survey.

*Subject headings:* galaxies: ISM – ISM: clouds – radio continuum: ISM – infrared: ISM

## 1. Introduction

The existence of a correlation between the integrated radio continuum (RC) and far-infrared (FIR) emissions of galaxies was first hinted at more than 30 years ago (van der Kruit 1971, 1973). It was the IRAS all-sky survey (particularly in the 60  $\mu\text{m}$  and 100  $\mu\text{m}$  bands) that demonstrated how tight and universal this correlation really is. It applies to galaxies of many different Hubble types whose luminosities cover over 4 orders of magnitude with a dispersion of only  $\sim 0.2$  dex (de Jong et al. 1985, Helou, Soifer, & Rowan-Rowison 1985). Recently, observations with the Spitzer telescope have shown that the same radio-far-infrared correlation still holds for galaxies at significant cosmological distances (Appleton et al. 2004).

To study the connection between the FIR and RC emission, the origin of both components must be identified. The FIR emission of the Galaxy is thought to have two components: the warm ( $\geq 47$  K) component is produced by dust locally heated by starlight within HII regions, and the cold ( $\leq 18$  K) component is due to diffuse dust heated by the interstellar radiation field. However, the question of which of these two components dominates the total FIR emission in galaxies is still debated. Studies of spiral galaxies by Devereux and co-workers (Devereux et al. 1994, 1996, 1997; Devereux & Scowen 1994) and Jones et al. (2002) suggest that the total FIR emission is predominantly associated with HII regions, because there is a good correspondence between the  $\text{H}\alpha$  and the FIR emissions. On the other hand, Deul (1989), Walterbos & Greenwalt (1996) and Hirashita et al. (2003) argue that as much as half of the FIR emission may be due to dust heated by the interstellar radiation field. As for the RC emission, it is the combination of thermal and non-thermal components. The thermal radio emission of a normal galaxy emerges directly from its HII regions. The non-thermal radiation, on the other hand, cannot be only represented as a collection of supernova remnants because the non-thermal radio emission from a supernova is too low (Condon & Yin 1990). Instead the non-thermal radio emission is mostly due to the cosmic ray electrons

radiating in the galactic magnetic field. The total RC emission is dominated by non-thermal synchrotron radiation rather than by the thermal contribution (Condon 1992). According to Broadbent, Haslam & Osborne (1989), the ratio of thermal to non-thermal luminosity at 408 MHz is 2.5% in our Galaxy.

The standard interpretation of the observed global RC–FIR correlation follows from the so-called calorimeter theory (Vöelk 1989). In that picture, the infrared emission is due to dust heated by nearby massive stars. Massive stars also produce the ionizing photons responsible for the thermal (free-free) radio emission of galaxies, and when they finally explode as supernovae, they accelerate the cosmic ray electrons which eventually produce the non-thermal (synchrotron) radio emission. Since the mean free path of cosmic ray electrons is expected to be hundreds of parsecs, the calorimeter theory predicts that the RC–FIR correlation should only be global, and ought to break down at scales below a few hundred parsecs. To confirm or invalidate this theory, one must study the correspondence between the FIR and the RC emissions within individual galaxies. Beck & Golla (1988) were the firsts to attempt such a study using a sample of four nearby galaxies. They found a close correlation between the FIR and the 11 cm radio emission. Similar attempts were carried out by many authors (Bicay et al. 1989, Bicay & Helou 1990, Fitt et al. 1992, Mash & Helou 1995). Recently, Hoernes, Berkhuijsen & Xu (1998) have shown that the correlation still holds at scales of a few kpc in M31, and Murphy et al. (2005) combined new Spitzer data with archival radio observations of M51 to conclude that the FIR and the RC emissions in that galaxy are tightly correlated down to a scale of about 750 pc. Even more recently, observations of the Large Magellanic Cloud by Hughes et al. (2006) showed that there was a good correlation between the RC emission and the FIR emission at scales of 0.05 and 1.5 kpc, but the nature of the RC emission turned out to be thermal for all analyzed regions. Boulanger & Perault (1988) studied the correlation at even smaller scales within our own Galaxy. They concluded that the global RC-FIR correlation breaks down at scales of  $\sim 100$  parsec, but they merely considered the case of the Solar Neighborhood and the Orion Complex. In this paper, we build upon the work of Boulanger & Perault (1988) taking advantage of the fact that a considerable amount of data of good resolution is now available.

The paper is organized as follows. In Sec. 2 we describe our sample selection. Section 3 describes the image reconstruction and also includes an analysis on the spectral index. A description of the results is presented in Sect. 4. The FIR-RC correlation is discussed in Sect. 5. Our conclusions are drawn in Sect. 6, while maps of the individual objects are provided in the Appendix.

## 2. Images

### 2.1. Data

We have used data from the Canadian Galactic Plane Survey<sup>1</sup> (CGPS) at the Dominion Radio Astrophysical Observatory (DRAO –see Taylor et al. 2003). The CGPS is a project to combine radio, millimeter, and infrared surveys of the Galactic plane developed by the DRAO in Penticton, Canada. The radio surveys of the CGPS at 1420 MHz and at 408 MHz, were carried out between 1995 April and 2000 June using the DRAO Synthesis Telescope. The DRAO Synthesis Telescope is an interferometer that consists of seven equatorially mounted paraboloidal antennas on an east-west baseline with a maximum separation of 617.1 m. Each antenna has a receiver that simultaneously records the radiation at 1420 MHz and at 408 MHz in both right-hand and left-hand polarizations. The rms noise at the two frequencies is roughly  $\sigma_{408\text{MHz}} = 3 \text{ mJy beam}^{-1}$  and  $\sigma_{1420\text{MHz}} = 0.3 \text{ mJy beam}^{-1}$  and the resolution is  $1' \times 1' \text{ csc } \delta$  at 1420 MHz and  $2''.8 \times 2''.8 \text{ csc } \delta$  at 408 MHz. The radio database covers the range of  $74.2 < l < 147.3$ ,  $-3.6 < b < +5.6$  at 1420 MHz and  $-6.7 < b < +8.7$  at 408 MHz. In Taylor et al. (2003), the acquisition and processing of the DRAO observations are described in more detail.

The infrared survey at  $60 \mu\text{m}$  of the CGPS was provided by the IRAS Galaxy Atlas (IGA). The IGA dataset consists of IRAS data processed using the HIRES algorithm. Special preprocessing steps and modifications to the original HIRES algorithm allow the creation of high-quality, seamless, large-scale mosaics. The most recent IGA atlas maps have  $1'-2'$  resolution (Cao et al. 1996, Cao et al. 1997).

### 2.2. Sample selection

The catalog of the CGPS contains 68 ( $5^\circ \times 5^\circ$ ) mosaics presented in  $1024 \times 1024$  pixels images. Stokes I continuum images at 1420 MHz and at 408 MHz, as well as complementary images in the four IRAS infrared bands (12, 25, 60, and  $100 \mu\text{m}$ ) form part of the survey. All mosaic images at 1420 MHz, 408 MHz, and  $60 \mu\text{m}$  were downloaded from the CGPS website

The radio images consist of a fairly smooth diffuse background over which discrete sources can be seen (we shall show examples momentarily). Since the RC-FIR correlation is found for luminosities integrated over entire galaxies, both the diffuse and the discrete

---

<sup>1</sup><http://www.ras.ucalgary.ca/CGPS/>

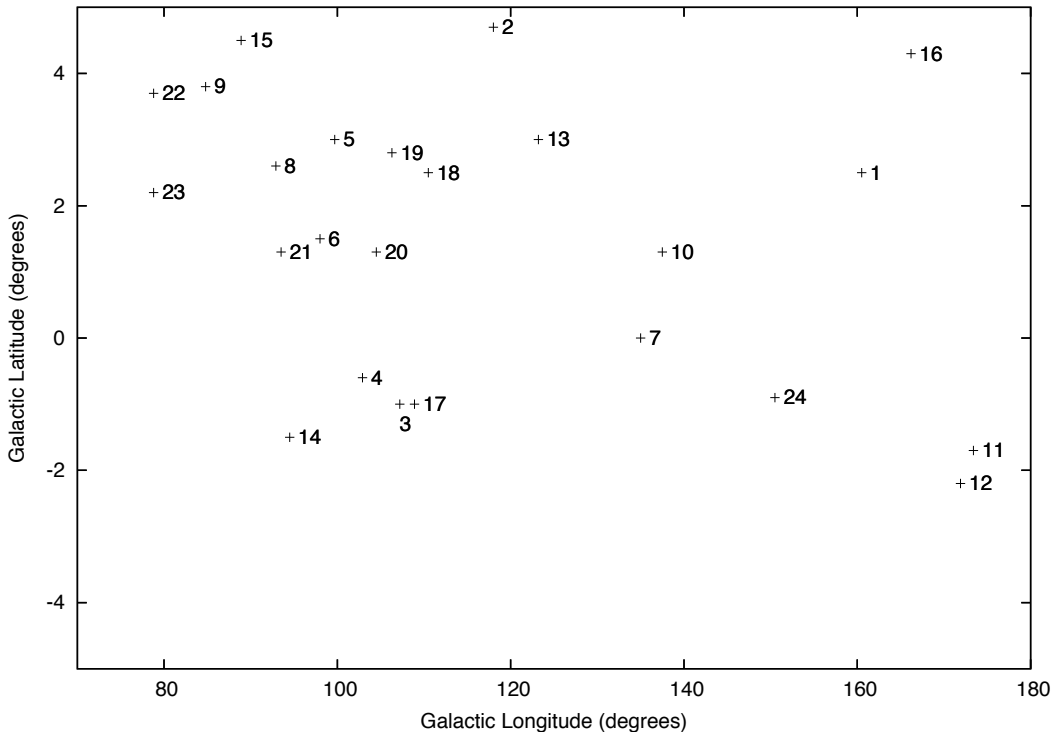


Fig. 1.— Localization in the Galaxy of the regions in our sample. Note that our selection is limited by the coverage of the DRAO survey.

components may contribute, and both must be examined. The mosaic images at 408 MHz were visually inspected to identify discrete sources that fulfilled the following basic features. First, we chose regions that showed a well defined contrast between the emission of the discrete object and the emission of the background (this will allow us to properly identify and separate the two components). Second, we tried to avoid small and/or filamentary structures that could form part of larger sources (this was to avoid attributing to the smooth background, emission that really belongs to a discrete, albeit large source). All our objects are larger than  $\approx 25' \times 25'$ .

According to these criteria, we have constructed a sample of 24 regions. The location of the sources is shown in Fig. 1, and their coordinates are given in Tab. 1. After the sources were identified in the 408 MHz mosaics, the corresponding 1420 MHz and  $60 \mu\text{m}$  were also inspected to see if the sources could also be identified in these mosaic data. Images sufficiently large to contain the discrete sources and to provide a good characterization of the underlying smooth background were extracted for each source.

### 3. Image reconstruction and spectral index analysis

#### 3.1. Data processing

In order to analyze the regions we have processed the CGPS images as follows. First, the background point sources were removed from the maps at 1420 MHz, 408 MHz, and 60  $\mu\text{m}$ . There were, of course, significantly less point sources in the FIR images than in the RC images. This was done using the FINDGAUSS algorithm within GIPSY<sup>2</sup> which fitted and subtracted 2-D gaussians to the point sources in the images. Fig. 2 shows a comparison of the images for a given region before and after the point source removal.

After the point sources were subtracted, the images contained both the signal from the discrete object, and a smooth background. To separate them, we created a mask image with blank values where the object was located, but keeping intact the background values. We then constructed a flat image, fitting the mask image using a first order two-dimensional polynomial (i.e. a linear function). A background-free image of each discrete source was created by subtracting the flat image from the original one. It was inevitable that in some parts of the image, this procedure would over-subtract the background level, because the values of the flat image varied smoothly. In order to avoid negative values of the background, we re-shifted the zero level in the image to set up the main background level at zero. As a final step, the 1420 MHz maps were convolved to the same resolution as the 408 MHz maps. The flat images were kept separately to analyse the smooth underlying background.

---

<sup>2</sup><http://www.astro.rug.nl/gipsy/>

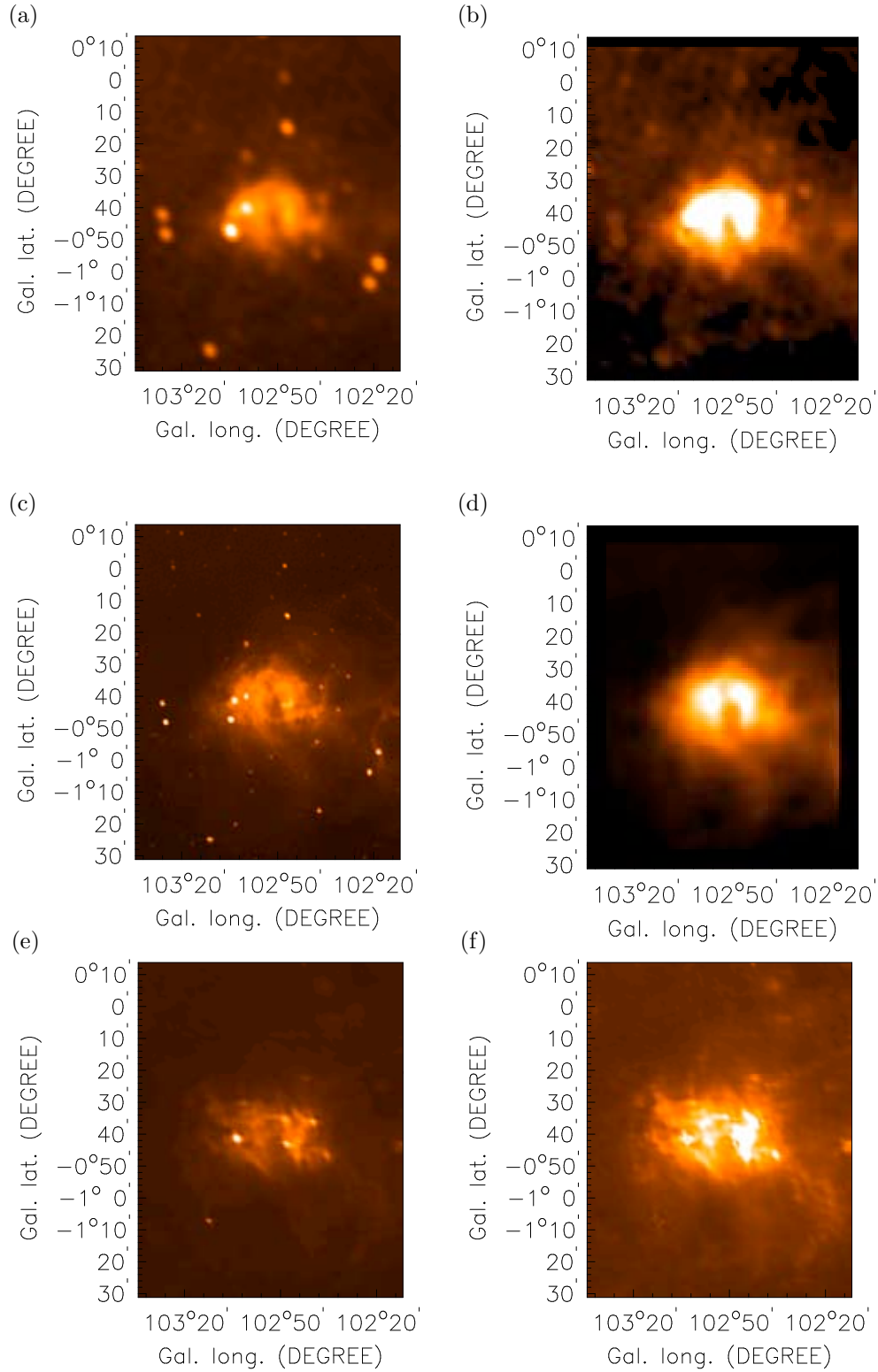


Fig. 2.— 408 MHz (a) and (b), 1420 MHz (c) and (d), and 60  $\mu\text{m}$  (e) and (f) images of a region before and after point sources removal.

Table 1. The region sample. The objects were classified as follows: 1.- SNR shape, 2.- clump-like objects, 3.- cometary-like objects, 4.- large regions with internal structure.

Region #	Image Center ( $l, b$ ) ( $^{\circ}, ^{\circ}$ )	Image Size ( $\Delta\alpha, \Delta\delta$ )	Class Object	Resolution at 1420 MHz	Resolution at 408 MhHz
1	160.5, +2.5	181' $\times$ 185'	1	49'' $\times$ 56''	2'.8 $\times$ 3'.2
2	118.0, +4.7	155' $\times$ 125'	2	49'' $\times$ 53''	2'.8 $\times$ 3'.0
3	107.2, -1.0	73' $\times$ 57'	2	49'' $\times$ 58''	2'.8 $\times$ 3'.3
4	102.9, -0.6	83' $\times$ 105'	2	49'' $\times$ 59''	2'.8 $\times$ 3'.4
5	99.7, +3.0	195' $\times$ 300'	4	49'' $\times$ 58''	2'.8 $\times$ 3'.3
6	98.0, +1.5	155' $\times$ 124'	2	49'' $\times$ 1'.1	2'.8 $\times$ 3'.4
7	135.0, 0.0	108' $\times$ 205'	4	49'' $\times$ 56''	2'.8 $\times$ 3'.2
8	92.9, +2.6	106' $\times$ 80'	2	49'' $\times$ 1'.0	2'.8 $\times$ 3'.5
9	84.8, +3.8	87' $\times$ 80'	2	49'' $\times$ 1'.7	2'.8 $\times$ 3'.8
10	137.5, +1.3	182' $\times$ 99'	4	49'' $\times$ 56''	2'.8 $\times$ 3'.2
11	173.4, -1.7	104' $\times$ 71'	2	49'' $\times$ 1'.5	2'.8 $\times$ 5'.1
12	171.9, -2.2	113' $\times$ 128'	3	49'' $\times$ 1'.4	2'.8 $\times$ 4'.9
13	123.2, +3.0	101' $\times$ 111'	2	49'' $\times$ 54''	2'.8 $\times$ 3'.1
14	94.5, -1.5	93' $\times$ 80'	3	49'' $\times$ 1'.0	2'.8 $\times$ 3'.5
15	88.9, +4.5	152' $\times$ 127'	1	49'' $\times$ 1'.1	2'.8 $\times$ 3'.6
16	166.2, +4.3	134' $\times$ 95'	1	49'' $\times$ 1'.2	2'.8 $\times$ 4'.1
17	108.9, -1.0	94' $\times$ 64'	1	49'' $\times$ 57''	2'.8 $\times$ 3'.3
18	110.5, +2.5	63' $\times$ 63'	2	49'' $\times$ 55''	2'.8 $\times$ 3'.1
19	106.3, +2.8	84' $\times$ 68'	3	49'' $\times$ 56''	2'.8 $\times$ 3'.2
20	104.5, +1.3	67' $\times$ 68'	2	49'' $\times$ 57''	2'.8 $\times$ 3'.3
21	93.5, +1.3	149' $\times$ 106'	1	49'' $\times$ 1'.2	2'.8 $\times$ 3'.6
22	78.8, +3.7	58' $\times$ 71'	2	49'' $\times$ 1'.2	2'.8 $\times$ 4'.2
23	78.2, +2.2	89' $\times$ 88'	1	49'' $\times$ 1'.3	2'.8 $\times$ 4'.3
24	150.5, -0.9	92' $\times$ 115'	2	49'' $\times$ 1'.0	2'.8 $\times$ 3'.6

### 3.2. Spectral index

In order to know the nature of the RC emission, the distribution of the flux density spectral index  $\alpha$  of each region was mapped as follows. Since the temperature spectral index  $\beta$  is defined as  $T_b \propto \nu^\beta$ ,  $\beta$  can be calculated as

$$\beta = \frac{\ln(T_b(408))/T_b(1420))}{\ln(408MHz)/(1420MHz)}. \quad (1)$$

In the Rayleigh-Jeans approximation, the flux density is given by  $S_\nu = \frac{2\nu^2}{c^2}kT_b$ , so the flux density spectral index  $\alpha$  ( $S_\nu \propto \nu^\alpha$ ), is related to  $\beta$  by  $\alpha = \beta + 2$ . Also the uncertainty of the spectral index can be calculated using the following equation, which includes an error-propagation analysis:

$$\sigma_\alpha = \sigma_\beta = 0.8018 \left( \left( \frac{\sigma_{T(408)}}{T(408)} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{T(1420)}}{T(1420)} \right)^2 \right)^{0.5}. \quad (2)$$

Spectral index maps were created for each one of the 24 discrete sources, and for the underlying background around them using the flat images mentioned in Sect. 3.1. The spectral index map and its associated error for the sample region considered in Fig. 2 is shown in Fig. 3. Also, the mean spectral index of each of the 24 discrete sources (Tab. 2) was calculated from the integrated flux densities for each region (also given in Tab. 2).

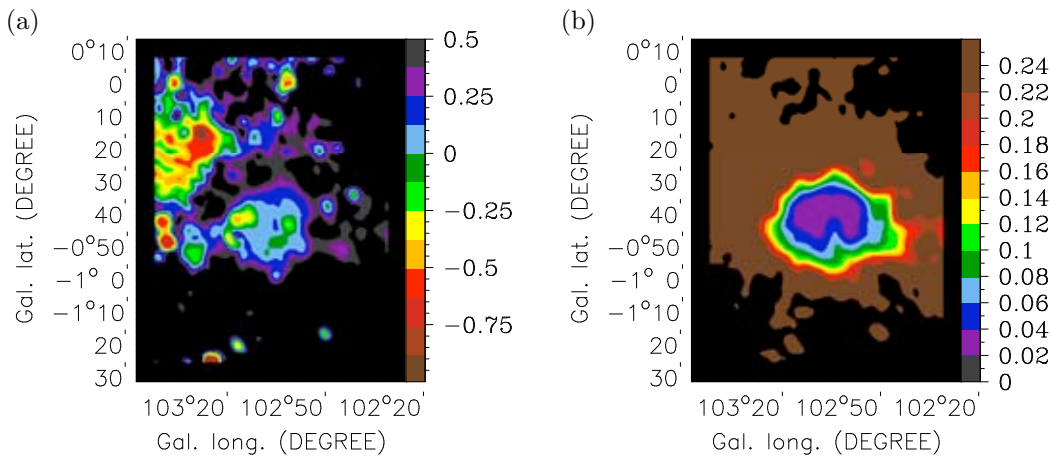


Fig. 3.— a) Spectral index map of the source, and b) uncertainty of  $\alpha$



## 4. Discrete sources

In this section, we will concentrate on the discrete sources; the behavior of the underlying background will be considered in the following section. Figs. 4, 5, 6, and 7 summarize the final maps for four regions. The corresponding maps for the other 20 sources are shown in the Appendix.

### 4.1. Structure of the regions and infrared counterparts

In order to analyze the regions qualitatively, the sample was divided into 4 different classes, each class being a set of regions with similar features. The classification was as follows: Class # 1 (see Fig. 4) is for those shell-shaped regions that look like supernova remnants (SNR). Class # 2 (see Fig. 5) is for those regions which look like clumps. Class # 3 (see Fig. 6) is for those regions that are cometary-like, with a very bright head and a dim tail. Finally, class # 4 (see Fig. 7) is for the largest regions that show internal structure. As shown in Tab. 1, 50% of the sources belong to class # 2, 25% to class # 1, and 12.5% to each of classes # 3 and # 4.

One of our sources (# 21) deserves a special mention, because it appears to comprise two SNR-like objects. It has, of course, been classified as class # 1, but since the two objects within it are well resolved, we shall consider them separately in the rest of this paper. As a consequence, class # 1 will be considered to have 7 rather than 6 sources.

The existence or not of an infrared counterpart depends strongly on the class of objects considered (Tab. 2). All 18 objects (100%) of class # 2 (clumps), # 3 (cometary), and # 4 (extended regions) have an infrared counterpart. The situation is almost exactly reversed for objects of class # 1 where only 1 of the 7 objects (14%) has a counterpart. This object is one of the two subcomponents of source # 21 mentioned above.

### 4.2. Flux densities and spectral indices

The value of the spectral index also depends very strongly on the class of objects. Six of the seven objects of class # 1 (indeed the same six that were found to have no infrared counterpart) have negative spectral indices (between  $-0.24$  and  $-0.46$ ). The mean value of  $\alpha$  for these six sources is  $-0.34$ , typical of synchrotron radiation. The seventh source has a very slightly positive spectral index of  $+0.01$ , suggestive of free-free rather synchrotron emission. Again, the situation is almost exactly reversed from objects of class # 2: 9 of the twelve

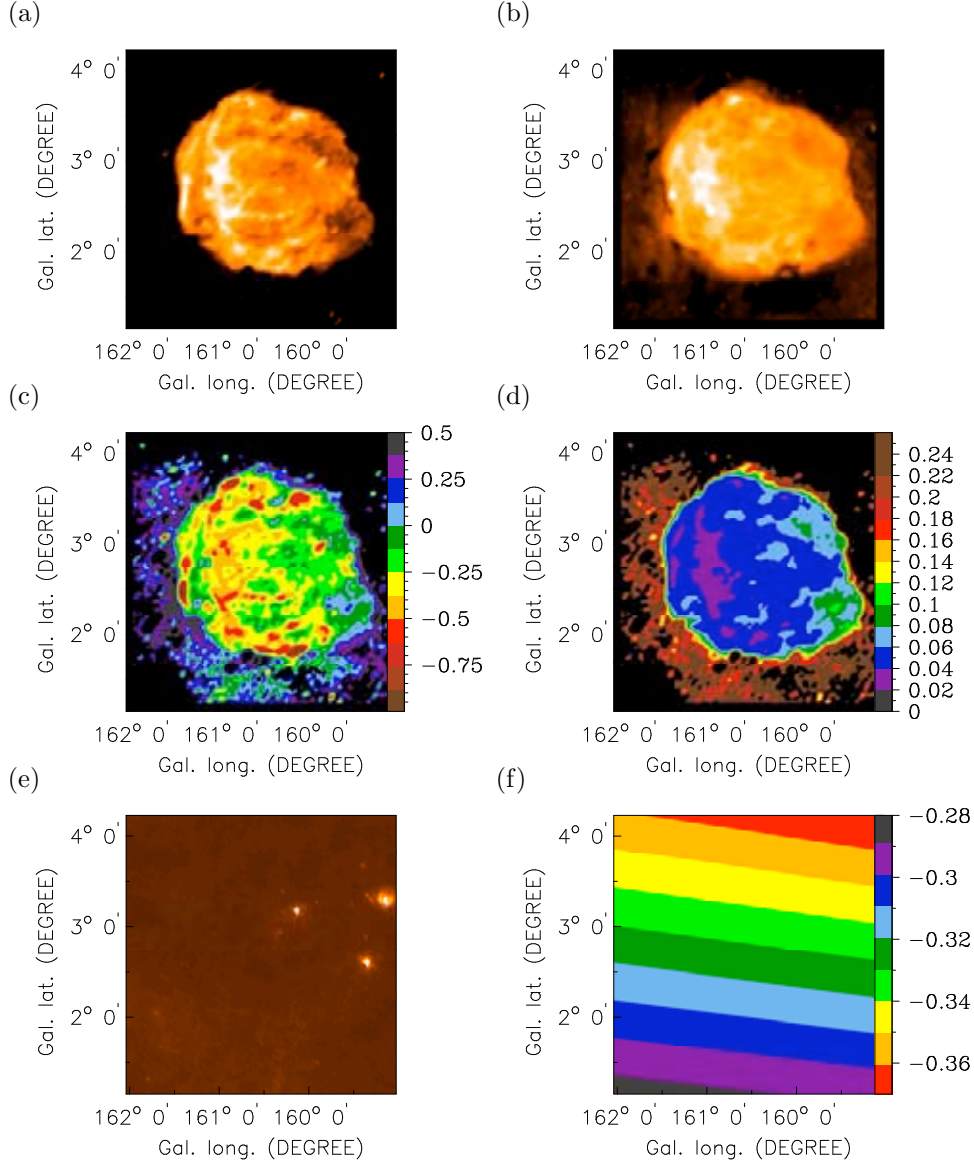


Fig. 4.— Region 1.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background. Note that this region does not have an associated FIR counterpart. It could be associated with the SNR 160.9+02.6 and its deduced distance is 0.8 kpc.

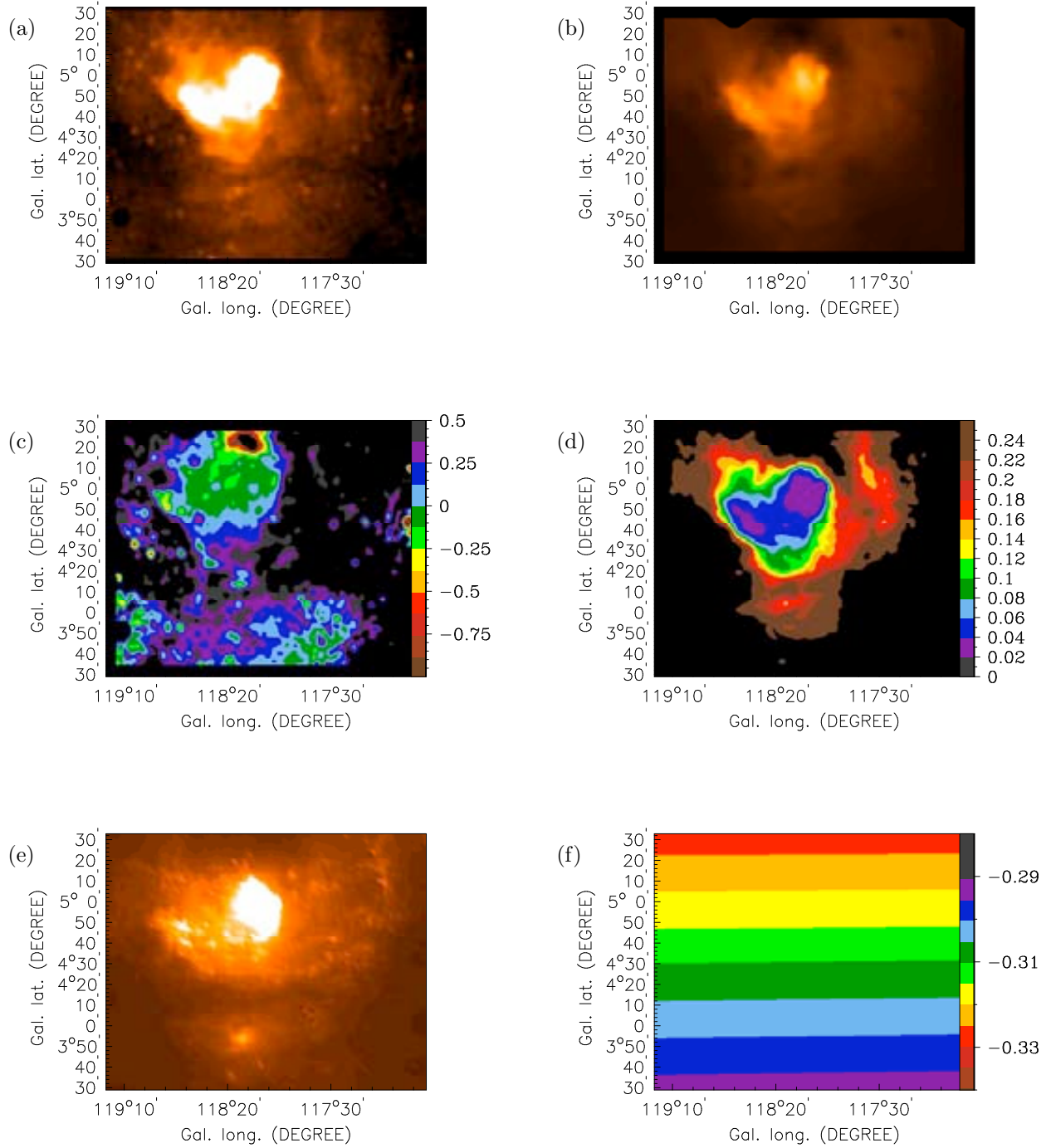


Fig. 5.— Region 2.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background. Note that this region has an associated FIR counter-part. It could be associated with the L1271/S171 star forming region and its deduced distance is 0.85 kpc.

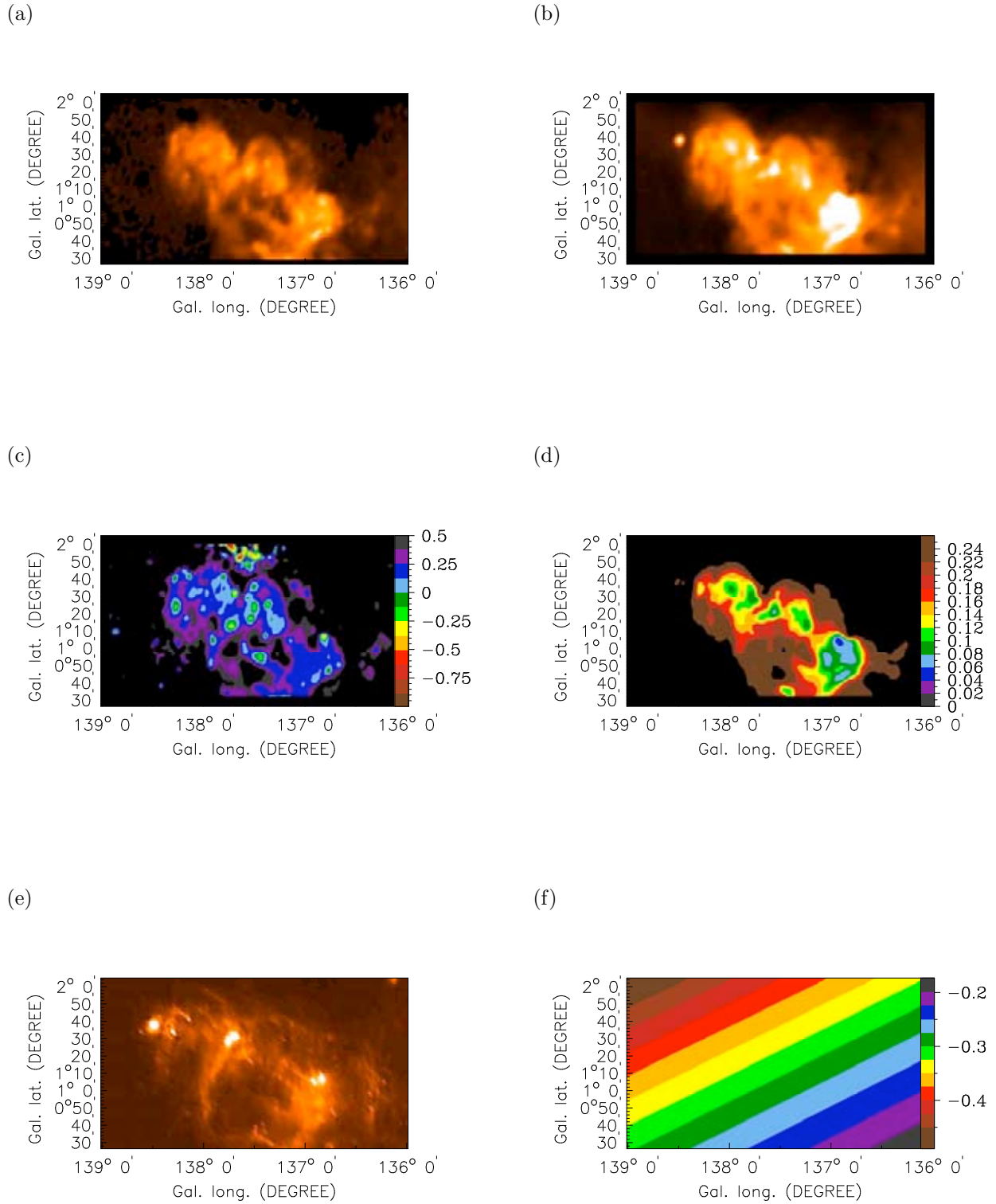


Fig. 6.— Region 10.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background. Note that this region has an associated FIR counter-part. It could be associated with the the S199 and S201 regions and its deduced distance is 2.1 kpc.

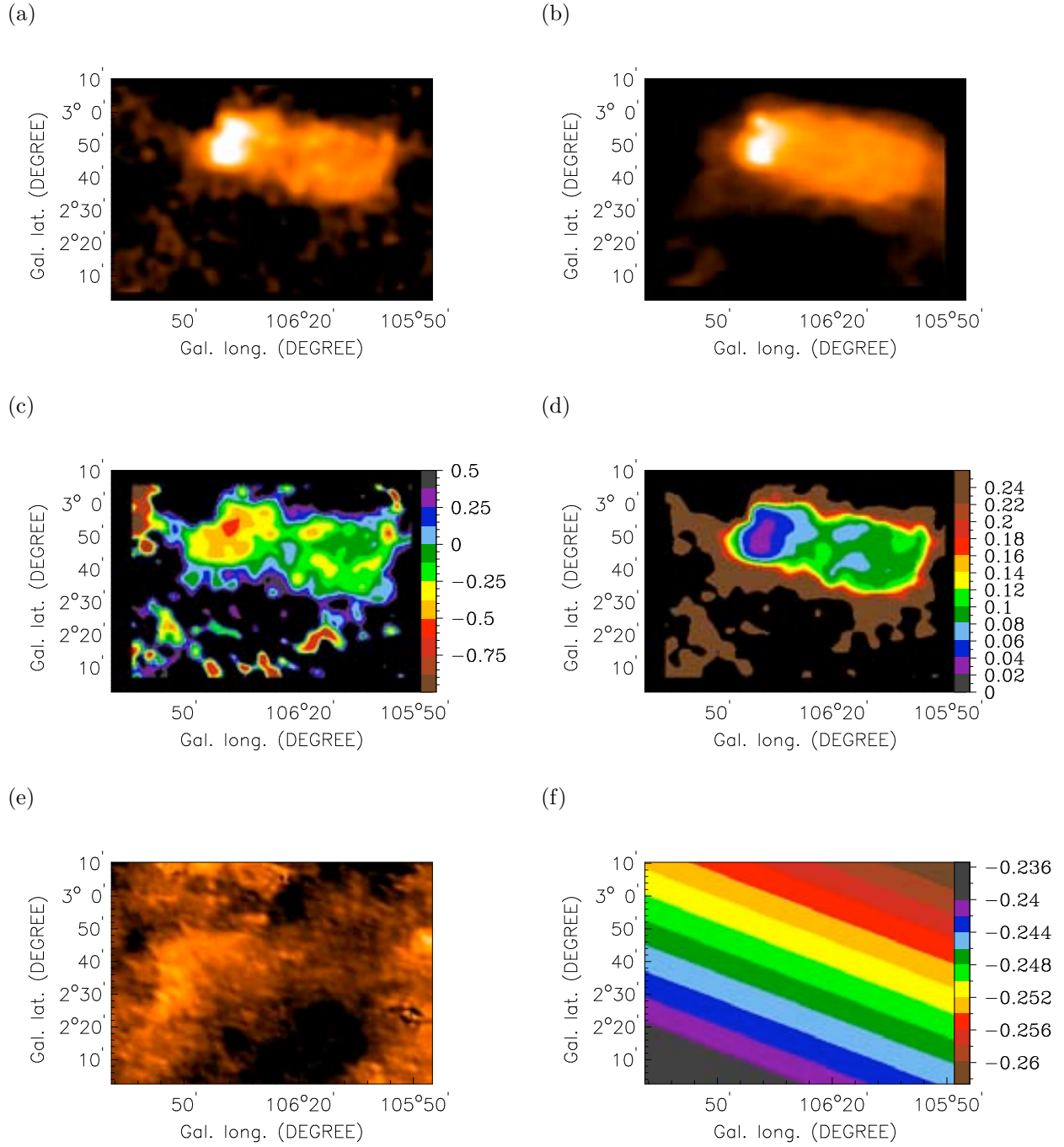


Fig. 7.— Region 19.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background. Note that this region does not have an associated FIR counter-part. This region could be associated with the SNR106.3+02.7 and its deduced distance is 0.8 kpc.

sources in that class have slightly positive values of  $\alpha$  (between +0.03 and +0.20), one has a spectral index of zero, and only two have negative spectral indices. Moreover, for these latter two sources,  $\alpha$  is only very slightly negative (–0.06 and –0.12). These values are compatible within the errors with the –0.1 figure expected from optically thin free-free emission. The mean value of  $\alpha$  for the objects in class # 2 is +0.06. A similar result is found for objects of class # 3 and # 4: all of them have slightly positive spectral index (with a mean value of +0.19), suggestive of fairly optically thin free-free emission.

From Sect. 4.1 and 4.2, we conclude that the regions that look like SNR in our radio maps have no infrared counterpart, and exhibit a negative spectral index typical of synchrotron radiation. They are indeed likely to be SNR. The only exception is the second object in source # 21, which does have an infrared counterpart and shows a radio spectral index typical of optically thin free-free emission. Objects of classes # 2, # 3, and # 4, on the other hand, always have an infrared counterpart and exhibit a slightly positive spectral index typical of optically thin free-free emission. The radio emission associated with these sources (and with the second object in source # 21) is, therefore, likely to trace HII regions, and the associated infrared emission likely traces dust locally heated by massive stars. These sources are most likely star-forming regions.

### 4.3. Source association

As described in section § 2.2, our sample was blindly selected in the sense that the regions were chosen without previous knowledge of their nature. In order to get more information about the chosen regions, we used the Skyview database to check if they had previously known counterparts. Only the sources that fell within the region of emission for each object were considered possible counterparts. A mere three of the regions in our sample (# 6, 8, and 22) do not show any such counterpart (Tab. 6). The other sources are either associated with SNR (indeed all six sources in our class # 1 with negative spectral index are previously known SNR) or star-forming regions (and sometimes both –see Tab. 6).

Note that there is one SNR associated with source # 19, in spite of the fact that it was found here to have an infrared counterpart and a positive spectral index. The radio emission in that source appears to be dominated by HII regions rather than by the SNR itself. The inverse situation occurs for source # 23 which is associated with both a star-forming region and a SNR. The radio emission is dominated by the SNR, but the infrared emission is mostly associated with the star-forming region. Indeed, it was impossible to find an emission-free region in the infrared image, and the infrared background could not be determined for this

source.

This comparison with known counterparts confirms our guess of the previous section: objects of class # 1 are indeed SNR, and objects of class # 2, 3 and 4 are star-forming regions. For the latter (which represent 18 of our 24 sources – 75%) there is a good visual correspondence between the radio and FIR images.

Most of the previously known counterparts of our sources are located at distances of 1 to 4 kpc (Tab. 6). The angular size of the discrete sources in our sample are 0.5 to 3 degrees, so the physical sizes that we are probing are roughly 5 to 200 pc.

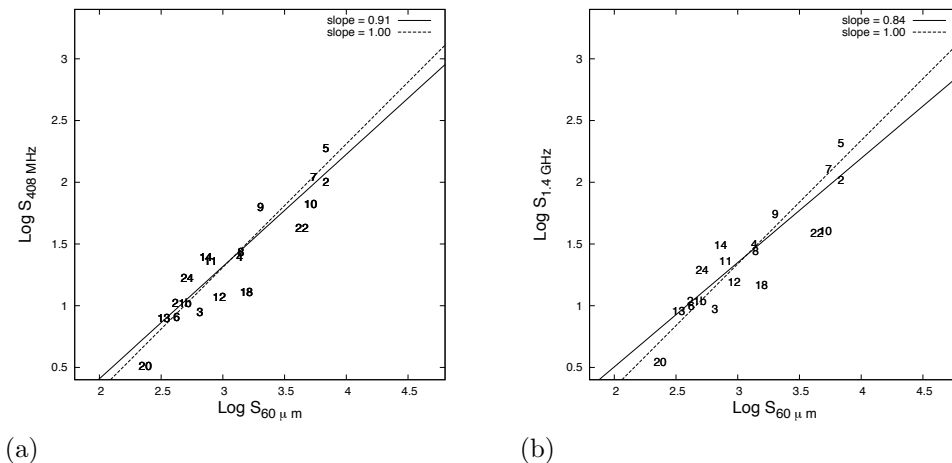


Fig. 8.— Relation between (a) the 408 MHz and the 60  $\mu\text{m}$  emissions, and (b) the 1.4 GHz and the 60  $\mu\text{m}$  emissions, for our sample of discrete regions. Only those regions where a good visual correspondence between the 1.4 GHz and the 60  $\mu\text{m}$  emissions (i.e. the star-forming regions) are considered. The flux used here **do not** include the smooth backgrounds. The solid lines are the best fits to the data by power laws, and the dashed lines are the best fits with the slope forced to 1.

#### 4.4. Correlation between RC and FIR emissions

As we have seen, about 75% of the discrete sources in our sample (those associated with star-forming regions) have an infrared counterpart at 60  $\mu\text{m}$ , which morphologically resembles the radio source. To examine this correspondence more quantitatively, we made plots of the 60  $\mu\text{m}$  flux vs. the 408 and 1420 MHz fluxes (Fig. 8). There appears to be fairly tight correlations between the infrared and radio intensities. The best least-square fits are  $\log (S_{408 \text{ MHz}}/\text{Jy}) = (0.91 \pm 0.09) \log (S_{60 \mu\text{m}}/\text{Jy}) - (1.41 \pm 0.28)$  and  $\log (S_{1420 \text{ MHz}}/\text{Jy})$

$= (0.84 \pm 0.10) \log (S_{60 \mu m}/\text{Jy}) - (1.19 \pm 0.32)$ . These slopes are in fair agreement with the value observed in Galaxies (e.g.  $0.99 \pm 0.01$  at 1420 MHz by Yun et al. 2001; Reddy & Yun 2004). The dispersions are 0.13 dex at 408 MHz and 0.16 dex at 1420 MHz, and the correlation corresponds to objects covering about 2 dex in luminosity. This is comparable in quality to the dispersion observed for the FIR–RC correlation at the scale of entire galaxies (for instance, Yun et al. 2001 found a dispersion of 0.26 dex for their sample of galaxies, which cover about 4 dex in luminosity). We note that forcing the fits to have a slope of 1 (as for entire galaxies) results in very similar dispersions of 0.13–0.16 dex.

Thus a RC-FIR correlation similar to that found for galaxies appears to hold even for individual star-forming regions in our Galaxy, at scales of 5–200 pc. As we have seen, the radio emission of these objects is thermal, so the interpretation of this local correlation is straightforward: the radio emission traces the gas ionized by massive young stars, whereas the FIR emission mostly traces the warm dust locally heated by the same young stars.

## 5. Background emission and global correlations

### 5.1. Radio background

In the previous section, we have focused on the discrete components (both thermal and non-thermal) of the RC in our Galaxy. The dominant contributor to the total RC emission, however, is the diffuse non-thermal emission produced by the interaction of cosmic ray electrons with the Galactic magnetic field (see Sect. 1). In our images, this component appears as a smooth background, which was kept in the form of flat images. The ratio between the mean brightness of the discrete sources studied in the previous section and their underlying smooth background varies from 0.2 to 2 (depending on the region) at both at 1420 MHz and 408 MHz. The mean values of this ratio is 0.73 at 1420 MHz and 0.79 at 408 MHz. Thus, when discrete sources exist, they contribute roughly 40% of the local radio brightness. Of course, the smooth background occupies the entire area covered by the Milky Way whereas the discrete sources occupy only a small fraction of that area. As a consequence, the smooth non-thermal background largely dominates the integrated radio emission of the Galaxy.

As expected (see Figs. 4, 5, 6, 7, and the Appendix), the spectral index of this background is negative, with a mean value of about  $-0.25$ . A somewhat more negative index ( $\sim -0.7$ ) would be expected for pure synchrotron emission. This may be related to the fact that the regions probed here are at low Galactic latitudes ( $-5^\circ < b < 5^\circ$ ), where a mixture of thermal and synchrotron emission is expected (Reich & Reich 1988a). Interestingly, there



is a variation of the spectral index with Galactic longitude (Fig. 9). The index appears to be somewhat more negative towards the Galactic anticenter than at  $l = 70^\circ\text{--}90^\circ$ . This is consistent with results reported by Reich & Reich (1988a). A possible interpretation is that the contribution of the thermal emission from unresolved star-forming regions to the total RC background is expected to be larger towards the inner Galaxy (at  $l < 90^\circ$ ) than towards the anticenter region (at  $l > 90^\circ$ ).

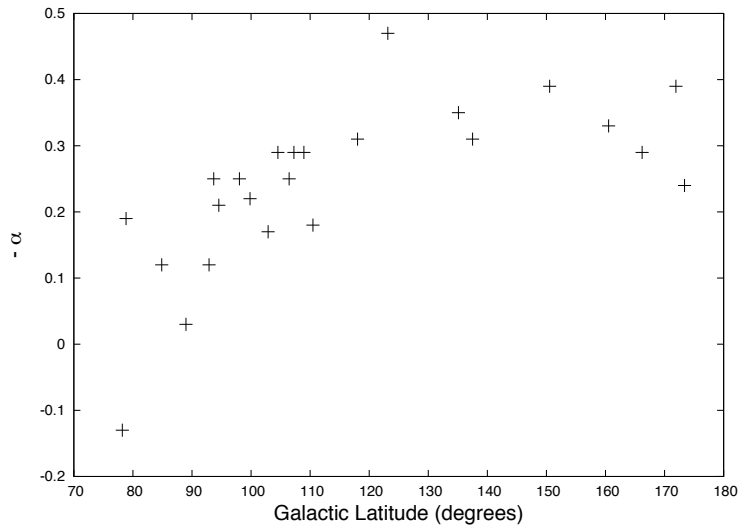


Fig. 9.— Variation of the spectral index value of the galactic background RC along the galactic plane.

## 5.2. Far-infrared background

The background is comparatively much less important at  $60\ \mu\text{m}$  than at radio frequencies. For the regions studied here, the ratio between the mean brightness of the discrete sources and their underlying background varies from about 2 to about 15 at  $60\ \mu\text{m}$ . The mean value of this ratio is 5.8. As a consequence, when discrete sources exist, they contribute about 85% of the total local infrared brightness. Thus, while most of the RC emission comes from a diffuse background, much of the FIR emission is associated with discrete star-forming regions. In Fig. 10, we plot the  $60\ \mu\text{m}$  background value as a function of Galactic longitude. The value of the background clearly increases towards small Galactic longitude. A plausible interpretation of this behavior is that unresolved star-forming regions start to contribute significantly to the infrared background when one considers regions within the Solar circle.

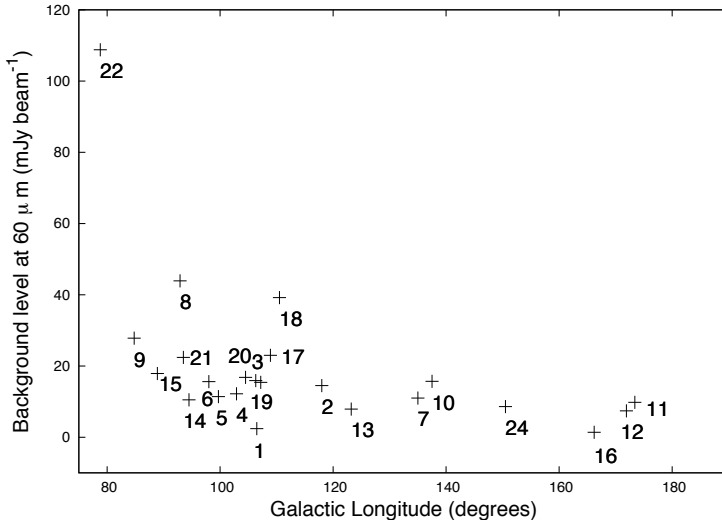


Fig. 10.— FIR background emission along the Galactic Latitude.

### 5.3. Correlation between the total FIR and RC emissions

To investigate whether or not the correlation between the FIR and the RC still exist at the scales probed here (5–200 pc) when the smooth background is included, we have plotted the relation between the 60  $\mu\text{m}$  flux and the 408 and 1420 MHz fluxes including the backgrounds in Fig. 11. As expected from the previous discussion, the FIR flux are only slightly larger when the background is included, but the RC fluxes increase significantly. The best least-square fits are  $\log (S_{408 \text{ MHz}}/\text{Jy}) = (0.76 \pm 0.12) \log (S_{60 \mu\text{m}}/\text{Jy}) - (0.54 \pm 0.38)$  and  $\log (S_{1420 \text{ MHz}}/\text{Jy}) = (0.83 \pm 0.12) \log (S_{60 \mu\text{m}}/\text{Jy}) - (0.73 \pm 0.38)$ . The slopes are slightly smaller than, but comparable within the errors with those found without the backgrounds. Again, they are in fair agreement with the value observed in galaxies (Yun et al. 2001; Reddy & Yun 2004). The dispersions are 0.18 dex at both 408 1420 MHz. This is again comparable with the dispersion observed for the FIR–RC correlation at the scale of entire galaxies and only marginally larger than the dispersions observed when the backgrounds are not included. The dispersion obtained when the slope is forced to one is again only marginally larger than when the slopes are left free parameters.

We conclude then, that a RC-FIR correlation similar to that found for galaxies appears to hold even for individual star-forming regions in our Galaxy, at scales of 5–200 pc. For these regions, the FIR emission mostly comes from dust locally heated by massive stars, but the RC is dominantly from a smooth underlying non-thermal background.

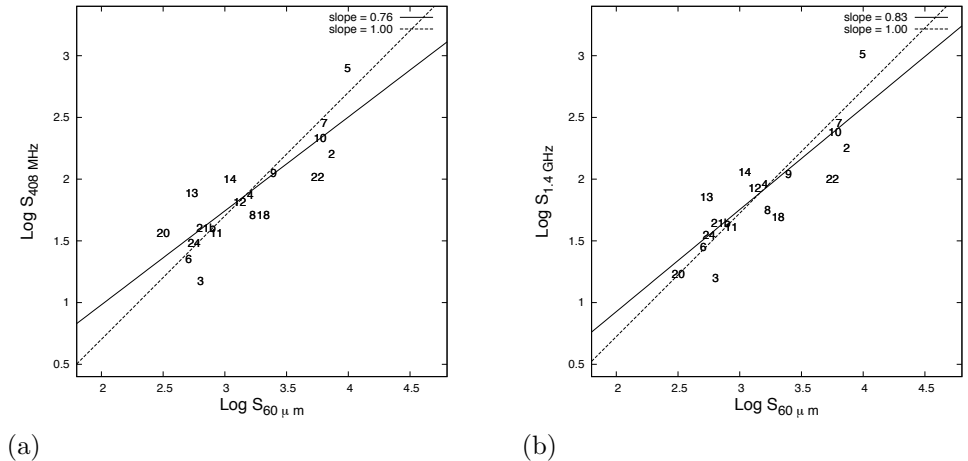


Fig. 11.— Relation between (a) the 408 MHz and the 60  $\mu\text{m}$  emissions, and (b) the 1.4 GHz and the 60  $\mu\text{m}$  emissions, for our sample of discrete regions. Only those regions where a good visual correspondence between the 1.4 GHz and the 60  $\mu\text{m}$  emissions (i.e. the star-forming regions) are considered. The flux used here **do** include the smooth backgrounds. The solid lines are the best fits to the data by power laws, and the dashed lines are the best fits with the slope forced to 1.

## 6. Conclusions

- A sample of 24 Galactic regions was blindly selected using the mosaic images at 408 MHz, at 1420 MHz, and at 60  $\mu\text{m}$  from the CGPS database. The spatial distribution of their Radio Continuum and FIR emissions was compared. We found a good morphological correspondence between the RC and FIR emissions for about 75% of the sources.

- The distribution of the flux density spectral index  $\alpha$  was mapped for each region in order to know the nature of the RC emission. The regions that did not show any FIR-RC correpondence were found to be non-thermal, and associated with SNR. For the regions that do show a good correpondence, the RC emission is the superposition of a smooth non-thermal background and discrete thermal emission associated with the source itself. Those regions are star-forming sites.

- We find a good quantitative correlation between the RC and the FIR luminosity of the regions where there was a good morphological correspondence. The correlation holds both when the non-thermal radio background is included and when it is not. The dispersion is about 0.15 to 0.20 dex for luminosities covering two orders of magnitude. Thus, there appears to be a good correlation between the RC an the FIR emission of individual Galactic star-forming regions, at scales of 50–200 pc.

Table 2. Integrated flux densities at 1420 MHz, at 408 MHz, and at 60  $\mu\text{m}$ .

Region #	FIR counterpart ?	Integrated flux density			$\alpha$ Index	Integrated flux density		
		408 MHz (Jy)	1420 MHz (Jy)	60 $\mu\text{m}$ (Jy)		408 MHz (Jy)	1420 MHz (Jy)	60 $\mu\text{m}$ (Jy)
1	N	156.4 (3.2)	110.9 (1.2)	79.4 (0.7)	-0.28	333.6 (4.2)	372.3 (1.1)	396.2 (0.7)
2	Y	6511.8 (263.4)	94.9 (3.5)	105.3 (3.1)	0.08	6891.9 (263.5)	161.8 (3.4)	178.6 (3.1)
3	Y	574.6 (35.6)	8.9 (0.3)	94.4 (0.3)	0.04	603.1 (35.4)	14.9 (0.3)	15.9 (0.3)
4	Y	1279.1 (66.4)	24.4 (1.5)	31.6 (0.3)	0.21	1503.4 (66.5)	73.5 (1.5)	90.7 (1.5)
5	Y	6448.2 (88.0)	189.8 (1.8)	208.2 (2.9)	0.07	9335.0 (87.0)	801.3 (1.8)	1015.2 (2.8)
6	Y	395.4 (28.5)	8.1 (0.5)	10.2 (0.6)	0.18	476.6 (28.5)	23.3 (0.5)	28.4 (0.6)
7	Y	5093.1 (165.7)	110.1 (3.0)	128.3 (2.5)	0.12	6041.0 (167.3)	278.9 (3.2)	281.1 (3.0)
8	Y	1330.0 (35.3)	27.4 (0.8)	27.5 (0.9)	0.00	1578.1 (35.2)	51.7 (0.8)	55.9 (0.9)
9	Y	1888.3 (67.7)	63.8 (2.1)	55.0 (1.8)	-0.12	2322.0 (67.7)	111.3 (2.1)	109.5 (1.9)
10	Y	4609.3 (67.6)	66.5 (0.8)	91.2 (0.2)	0.25	5264.4 (68.1)	215.1 (0.8)	241.1 (0.9)
11	Y	708.2 (30.3)	22.7 (0.9)	23.1 (1.3)	0.01	762.4 (30.3)	35.8 (0.9)	40.7 (1.0)
12	Y	838.2 (33.4)	11.7 (0.3)	14.1 (0.2)	0.15	1062.2 (34.3)	64.6 (0.3)	85.1 (0.2)
13	Y	293.8 (7.6)	7.9 (0.2)	9.1 (0.2)	0.11	480.3 (7.5)	77.8 (0.2)	71.0 (0.2)
14	Y	643.7 (14.8)	24.4 (0.7)	30.8 (0.6)	0.19	977.8 (15.6)	96.9 (0.7)	114.7 (0.6)
15	N	492.5 (5.0)	259.9 (4.1)	177.2 (2.6)	-0.31	2105 (10.0)	544.6 (4.2)	48.9 (0.5)
16	N	25.5 (0.5)	7.2 (0.2)	6.6 (0.1)	0.07	45.0 (0.5)	43.2 (0.2)	59.2 (0.1)
17	N	139.0 (4.2)	31.5 (0.9)	17.9 (0.5)	-0.45	351.4 (5.1)	54.1 (0.9)	48.9 (0.5)
18	Y	1377.4 (95.6)	13.0 (0.7)	14.9 (0.8)	0.11	1819.8 (94.3)	51.7 (0.7)	49.3 (0.8)
19	N	35.4 (0.8)	7.2 (0.3)	5.8 (0.2)	-0.17	246.7 (0.6)	44.0 (0.3)	49.3 (0.2)
20	Y	207.9 (15.4)	3.2 (0.2)	3.5 (0.1)	0.07	280.7 (15.4)	14.3 (0.1)	17.1 (0.1)
21 (a)	N	122.7 (3.0)	16.5 (0.7)	14.5 (0.4)	-0.10	331.6 (3.0)	52.5 (0.8)	49.3 (0.4)
21 (b)	Y	387.0 (6.1)	10.4 (0.4)	10.9 (0.3)	0.04	584.3 (6.1)	40.1 (0.4)	43.9 (0.3)
22	Y	3890.8 (74.0)	42.8 (1.4)	39.8 (1.1)	-0.06	5061.3 (74.5)	105.8 (1.3)	100.6 (1.1)
23	N	14197 (419.2)	606.8 (16.4)	353.0 (8.0)	-0.43	14197 (419.2)	960.8 (16.5)	695.6 (8.5)
24	Y	457.2 (41.7)	16.7 (1.5)	19.3 (1.7)	0.11	504.4 (41.7)	30.2 (1.5)	35.7 (1.7)

Table 3. Possible associated sources

Region #	Source name	$l(^{\circ}), b(^{\circ})$	Distance (kpc)	References
1	S221	160.8, + 2.7		
	SNR160.9+02.6 / AJG 115	160.4, + 2.8	0.8	1
2	S171	118.4, +4.7	0.8	2
3	S142	107.1, -1.0	3.1	3
	S143	107.3, -1.4	3.7	2
4	S132	102.8, -0.6	4.2	2
5	S131	99.3, +3.7	0.9	2
6	-			
7	S190	134.8, 0.9	2.1	7
	S191	135.9, -0.6		
	S195	136.3, -0.4		
	S197	136.5, -0.3		
8	-			
9	S115	84.8, +3.9	3.0	2
	S116	85.0 +4.5	-	
10	S199	137.6, +1.1	2.1	2
	S201	1138.5, +1.6	2.3	4
11	S230	173.6, -1.7		
	S236	173.0, -1.3	3.2	2
12	S229	172.0, -2.2	0.5	2
13	S183	123.2, +2.8	7.1	5
	S181	122.7, +2.3	2.5	5
14	S124	94.5, -1.5	2.6	2
15	SNR089.0+04.7 / AJG 106	88.8, + 4.8	1.7	6
16	SNR166.0+04.3 / AJG 116	166.1, + 4.3	4.5	7
	S224	166.2, +4.4	2.4	2
17	S153	108.8, -1.0	4.0	2
	SNR109.1-01.0 /CBT 109	109.1, -1.0	5.6	8
18	S155	110.2, + 2.6	0.7	2
19	SNR106.3+02.7	106.3, + 2.7	0.8	9
20	S135	104.6, +1.3	1.4	2

Table 3—Continued

Region #	Source name	$l(^{\circ}), b(^{\circ})$	Distance (kpc)	References
21	SNR094.0+01.1 / AJG 108	94.0, +1.0	4.5	10
22	-			
23	S108	78.2, +1.8	1.5	2
	SNR078.2+02.1	78.1, + 2.2	1.8	11
24	S206	150.6, -0.9	3.3	2

Note. — All the distances were taken from the literature

References. — 1) Leahy & Tian (2007); 2) Blitz, Fich, & Stark (1982); 3) Foster & MacWilliams (2006); 4) Mampaso et al. (1987); 5) Landecker et al. (1992); 6) Byun et al. (2006); 7) Landecker et al. (1989); 8) Hughes et al. (1984); 9) Kothes et al. (2001); 10) Foster (2005); 11) Landecker et al. (1980).

**Appendix**  
**Maps of the regions**

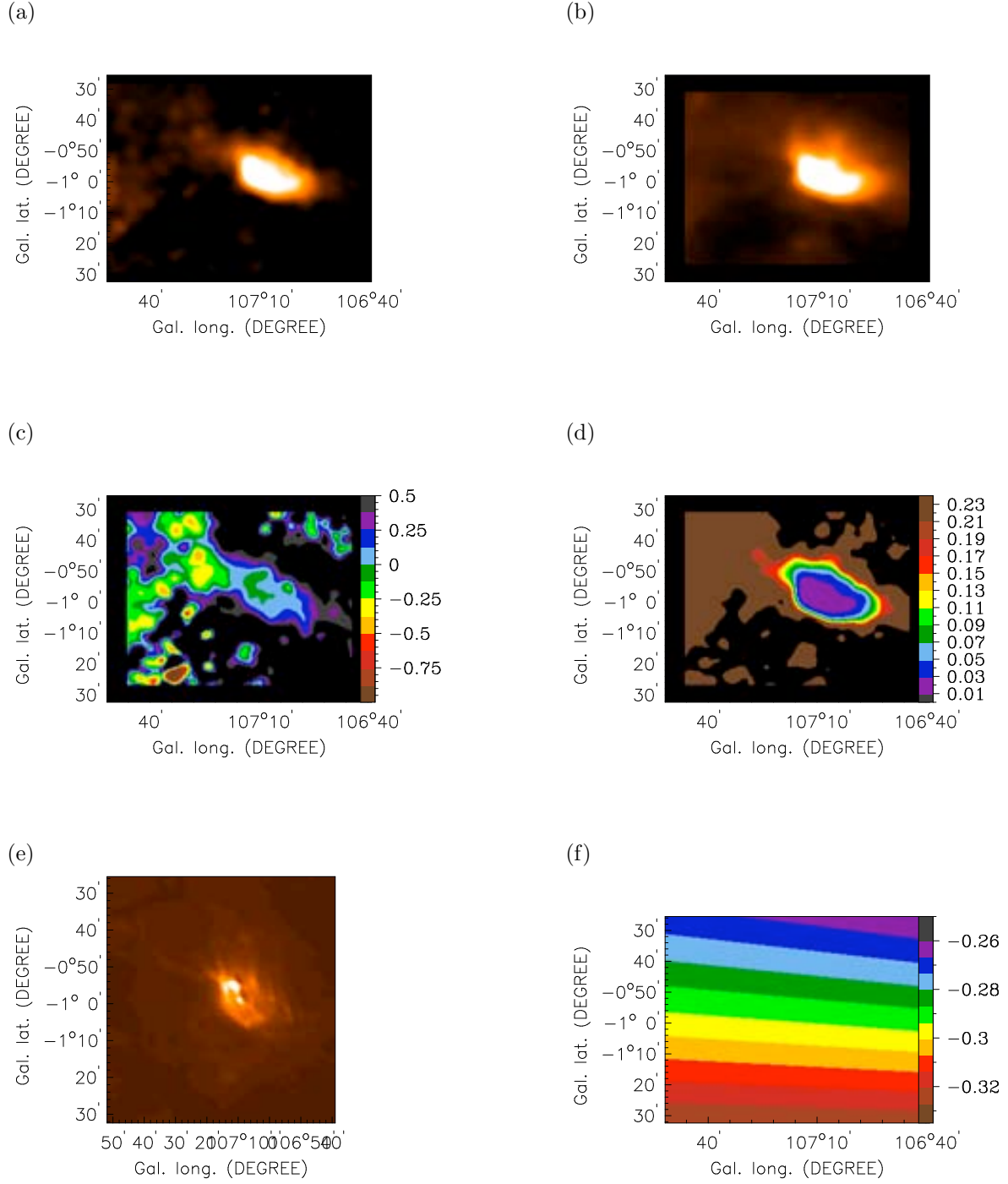


Fig. 12.— Region 3.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.



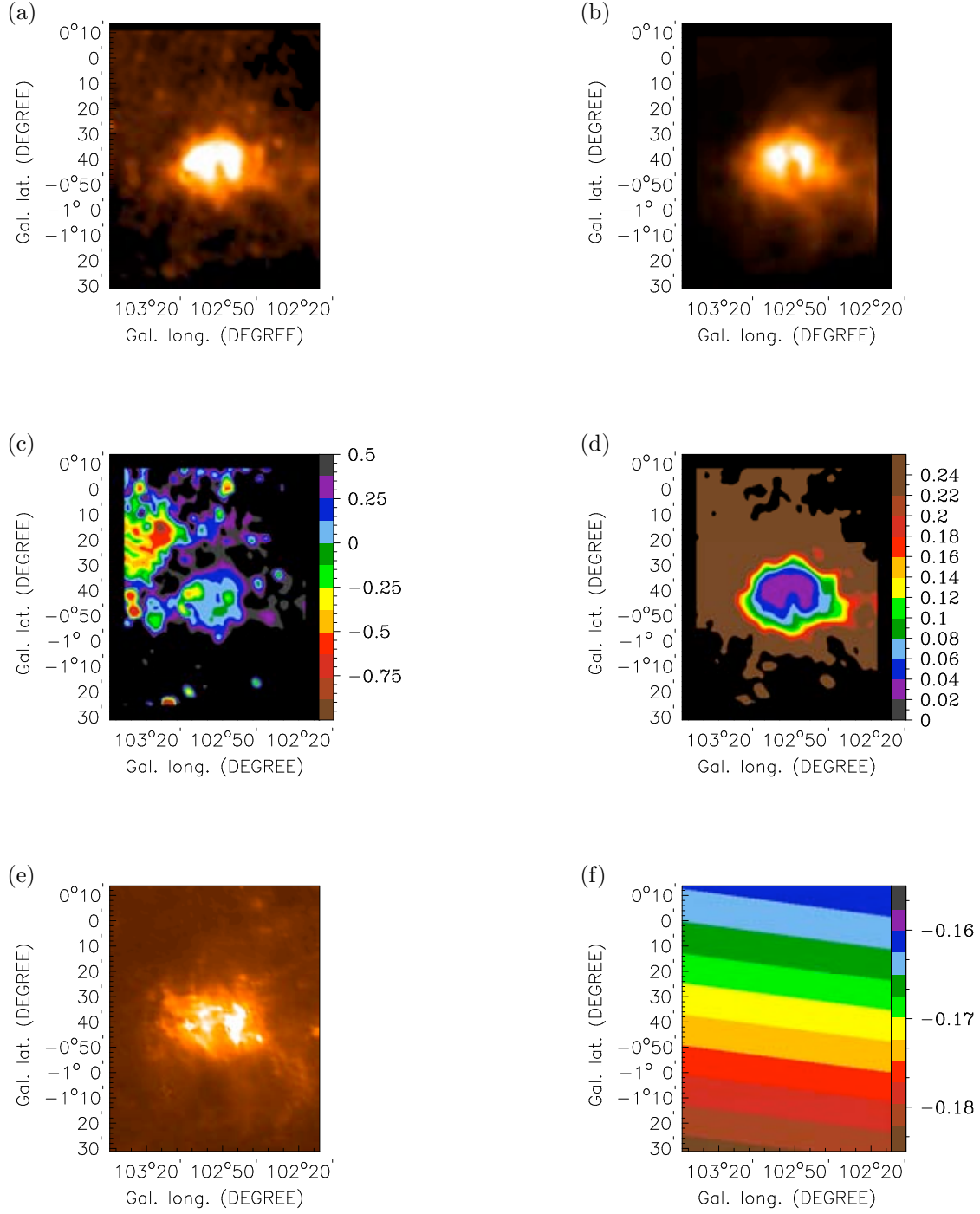


Fig. 13.— Region 4.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

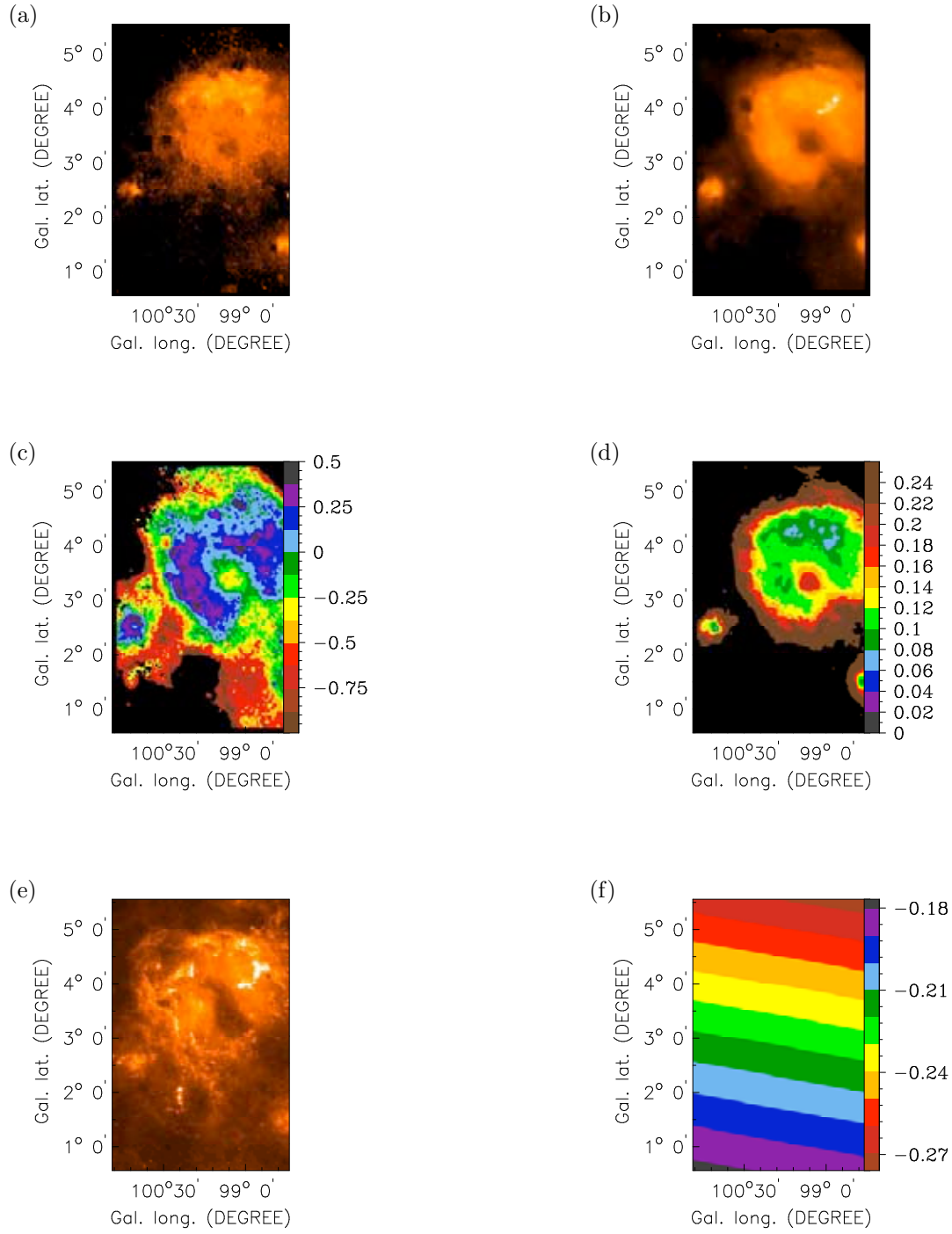


Fig. 14.— Region 5.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

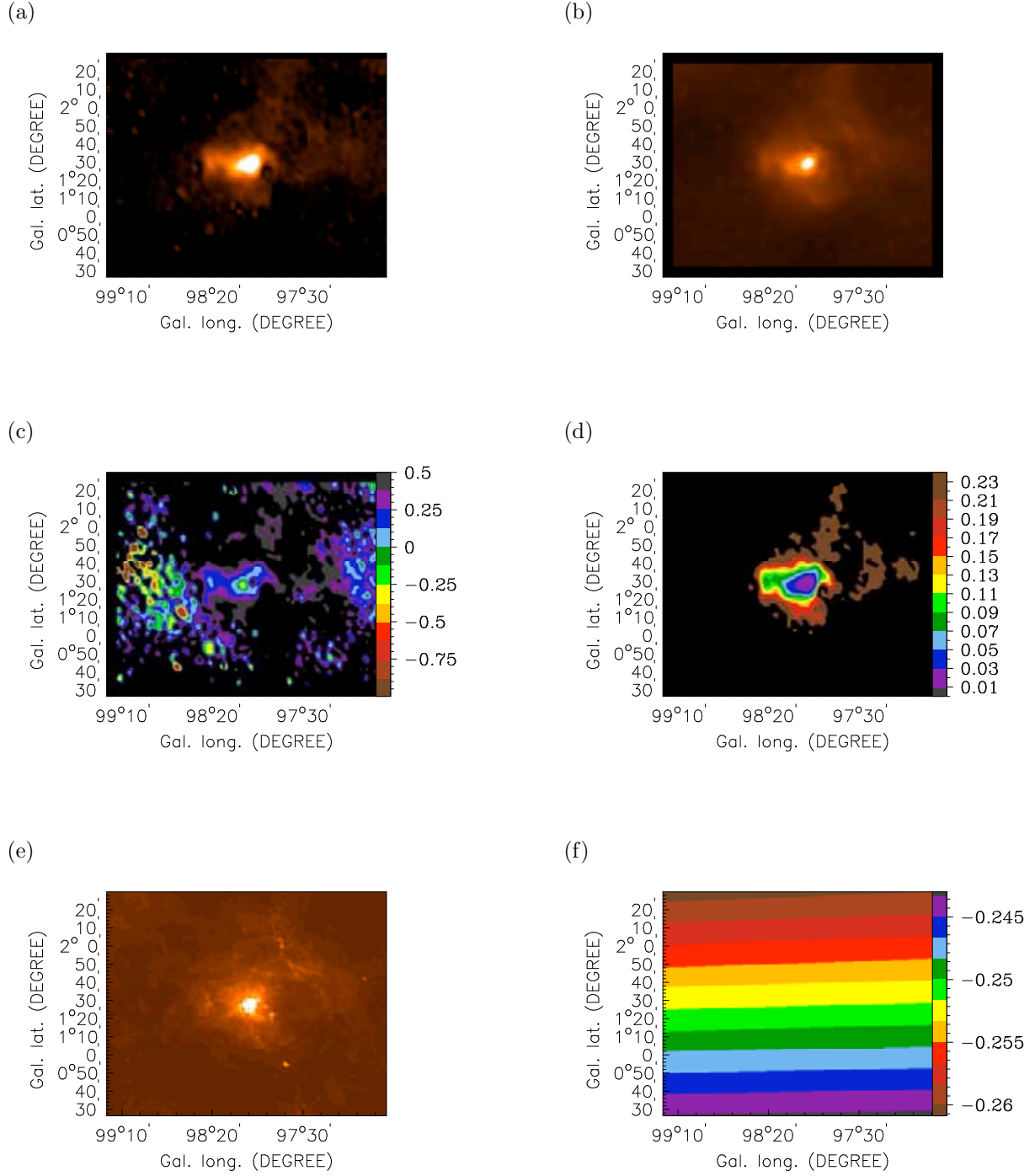


Fig. 15.— Region 6.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu$ m and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

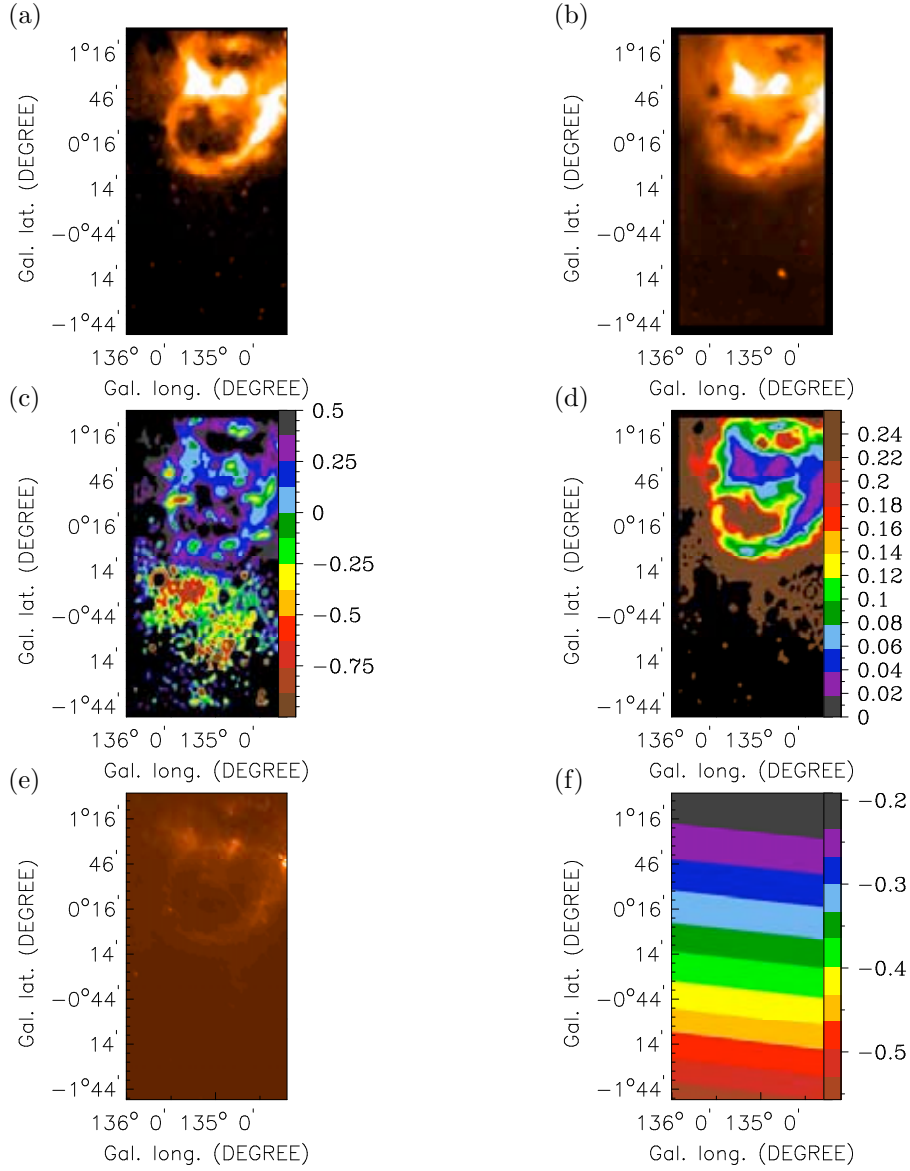


Fig. 16.— Region 7.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

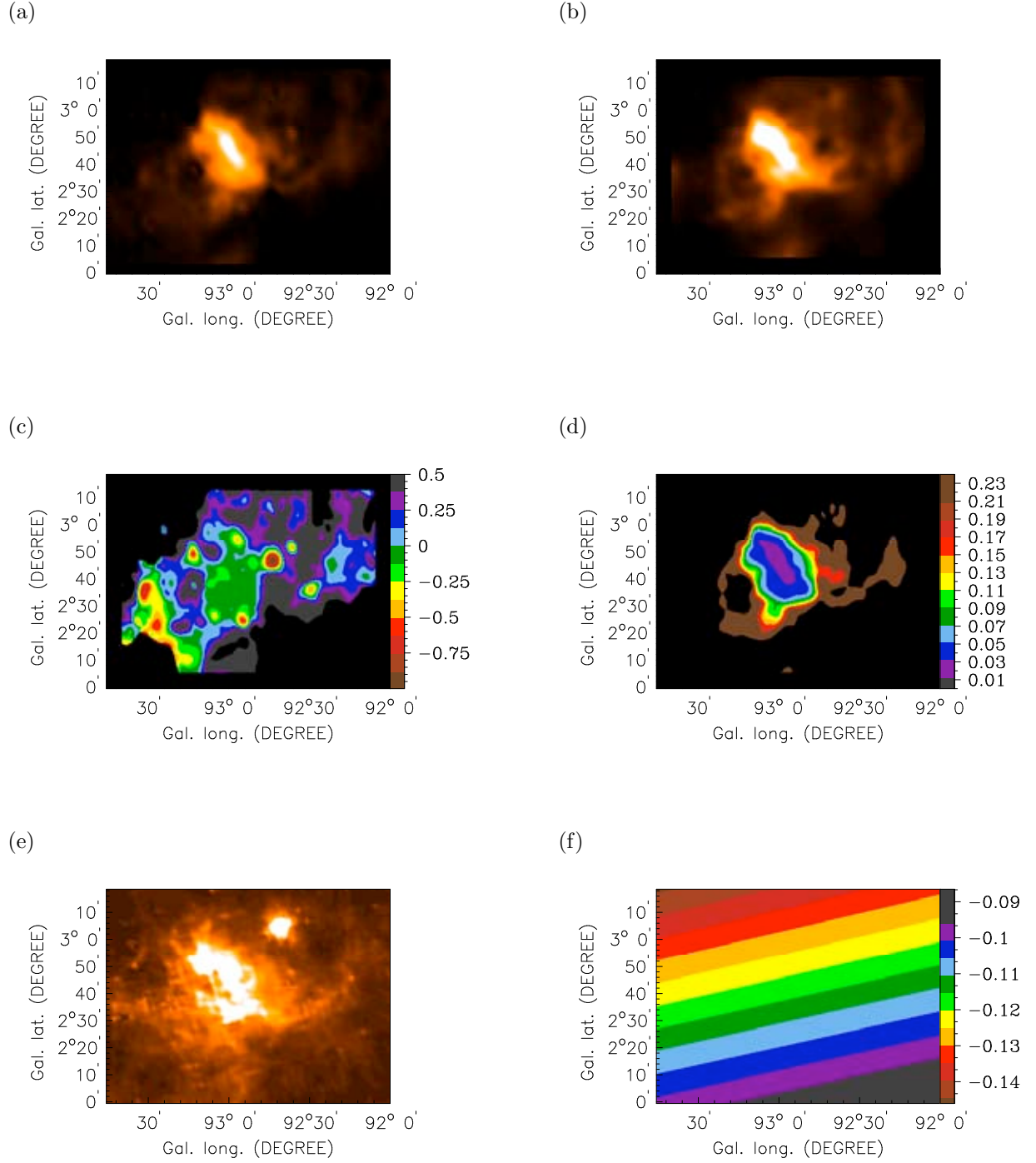


Fig. 17.— Region 8.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

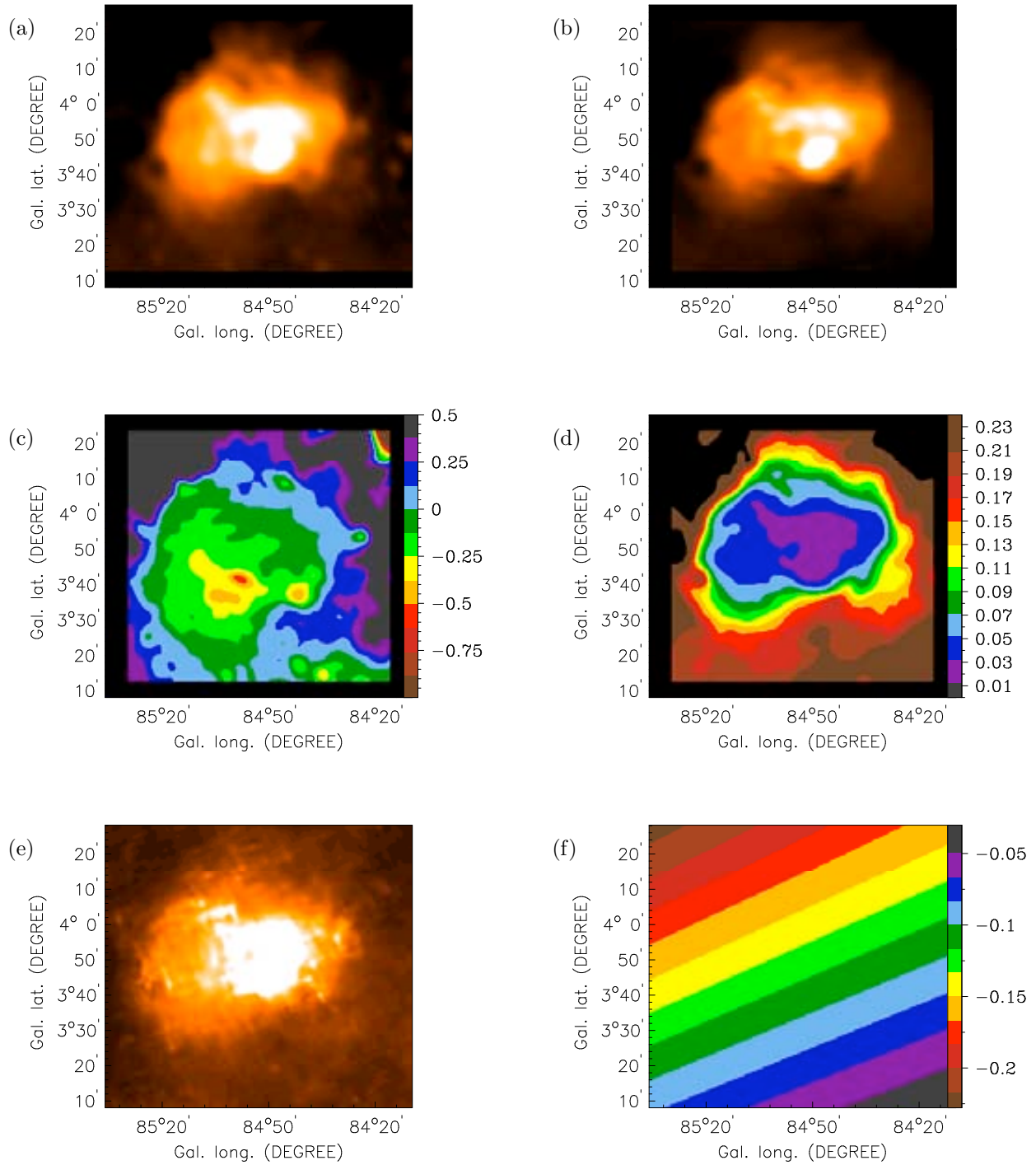


Fig. 18.— Region 9.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

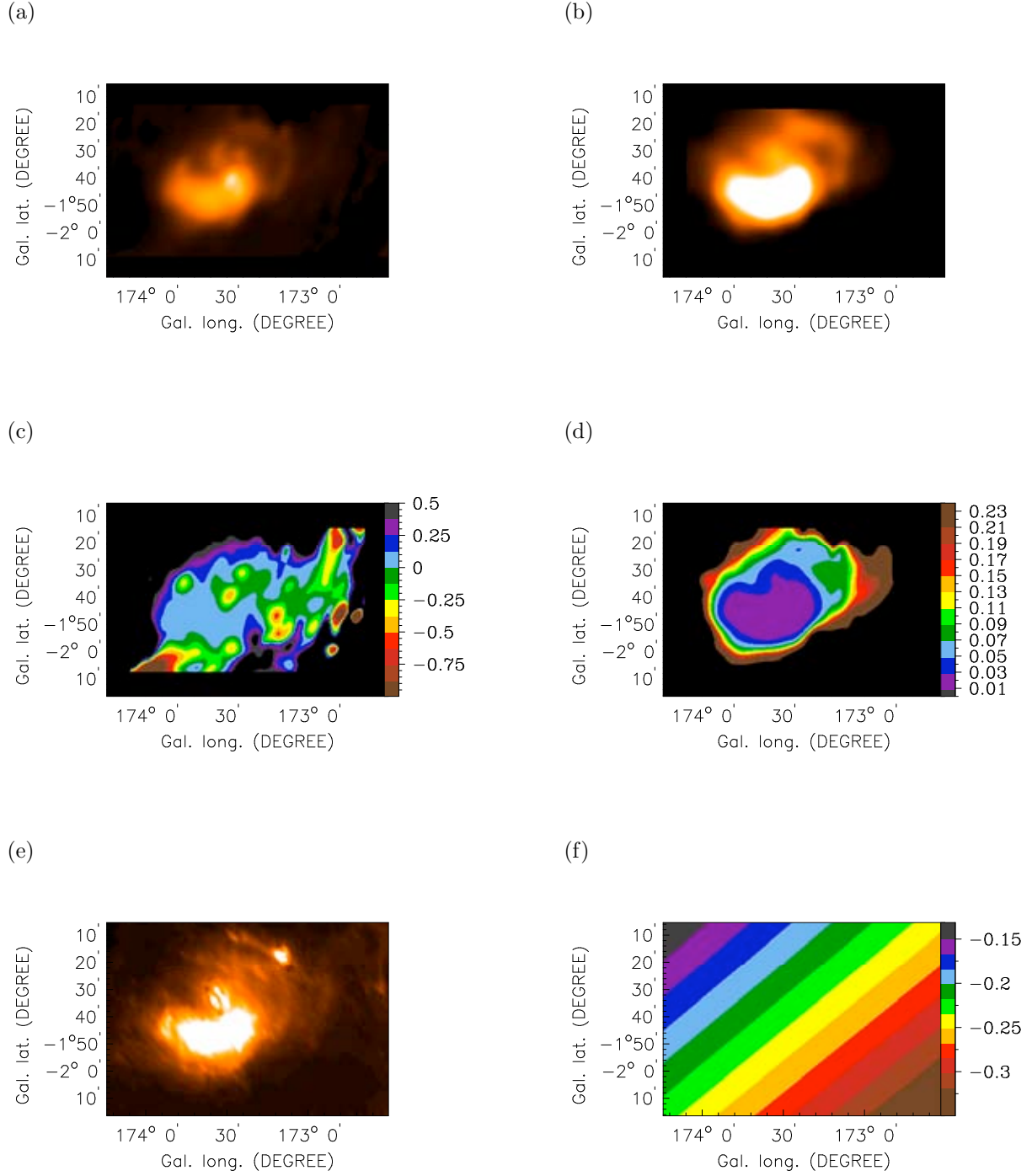


Fig. 19.— Region 11.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

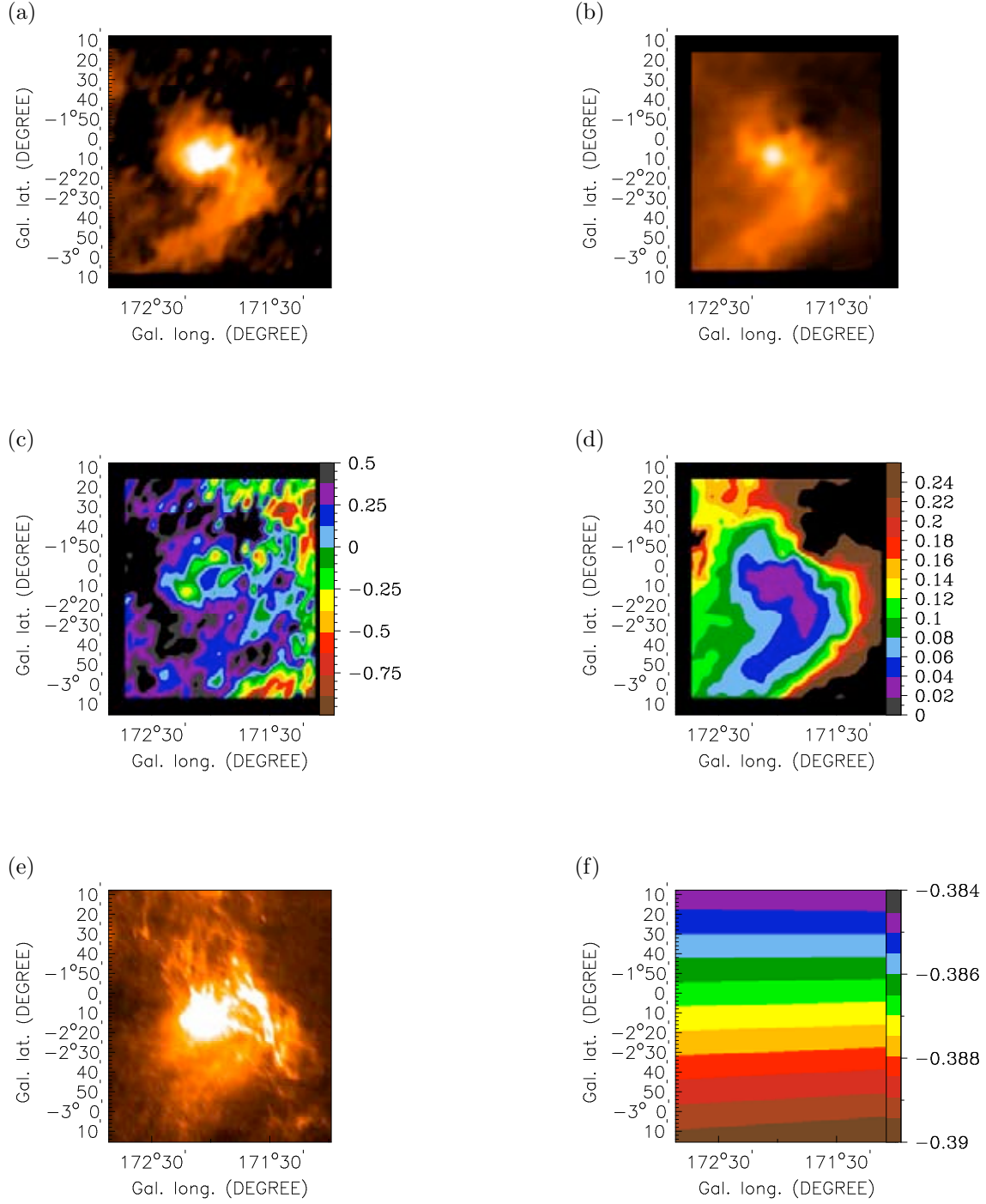


Fig. 20.— Region 12.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.



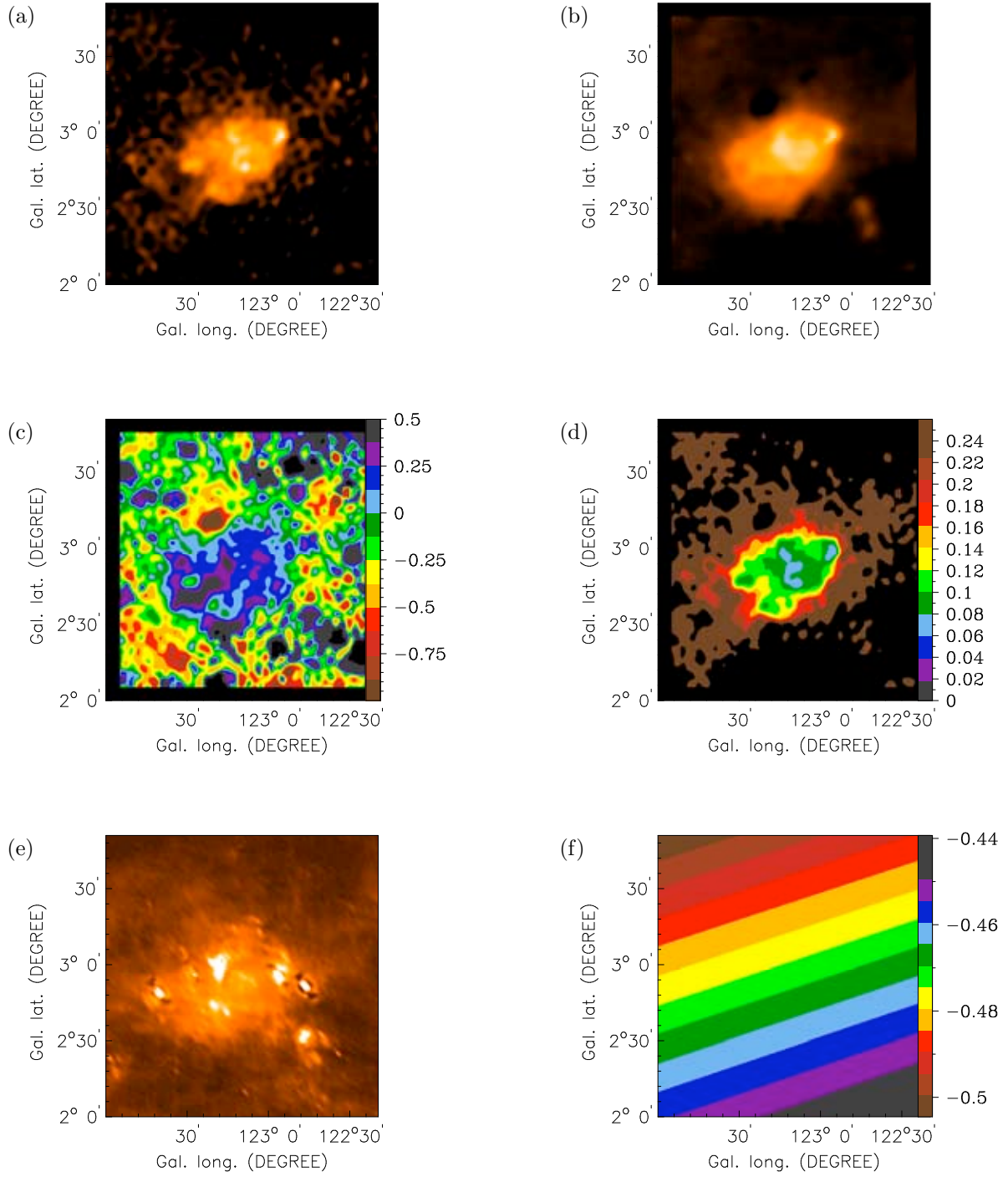


Fig. 21.— Region 13.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

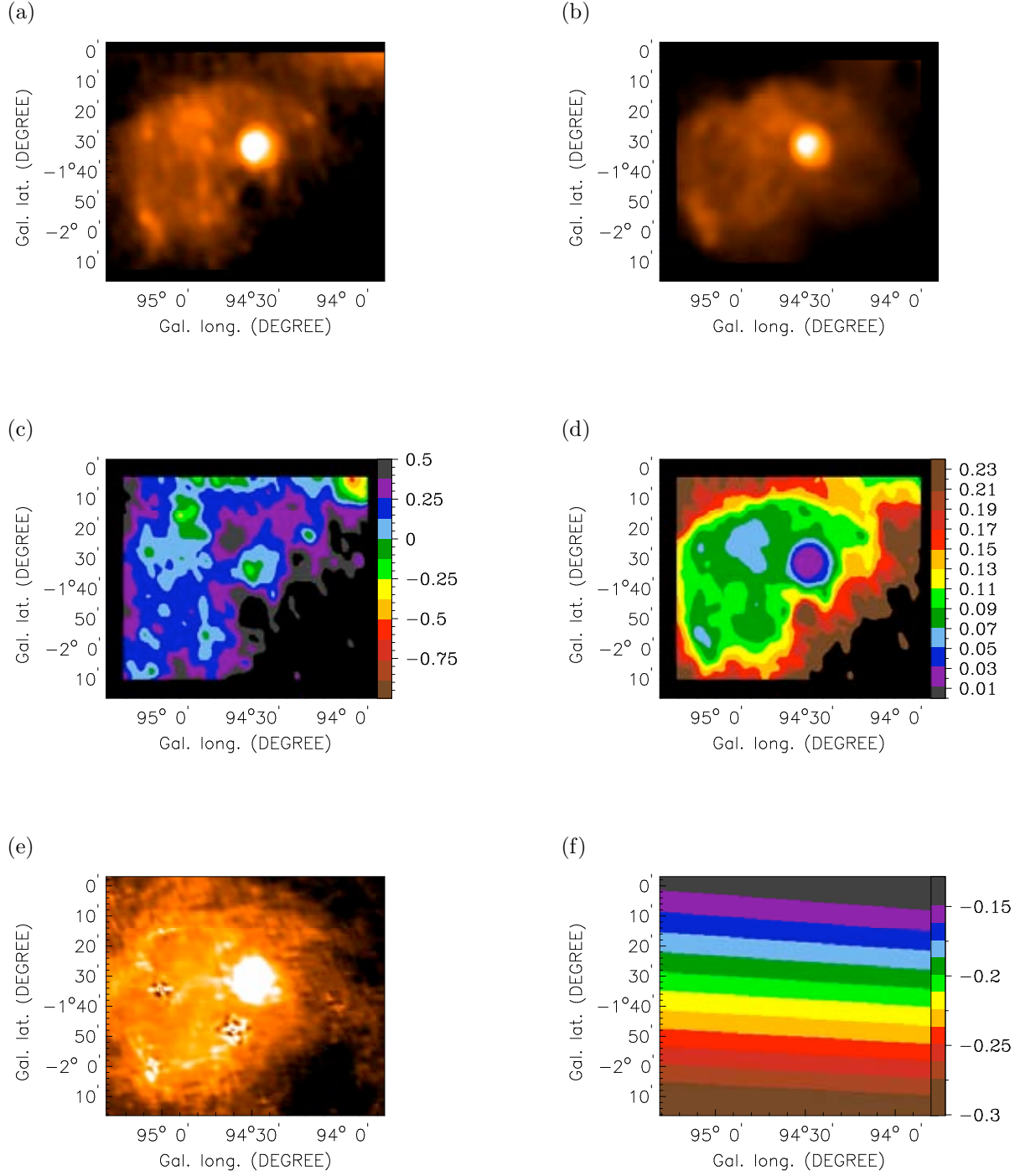


Fig. 22.— Region 14.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

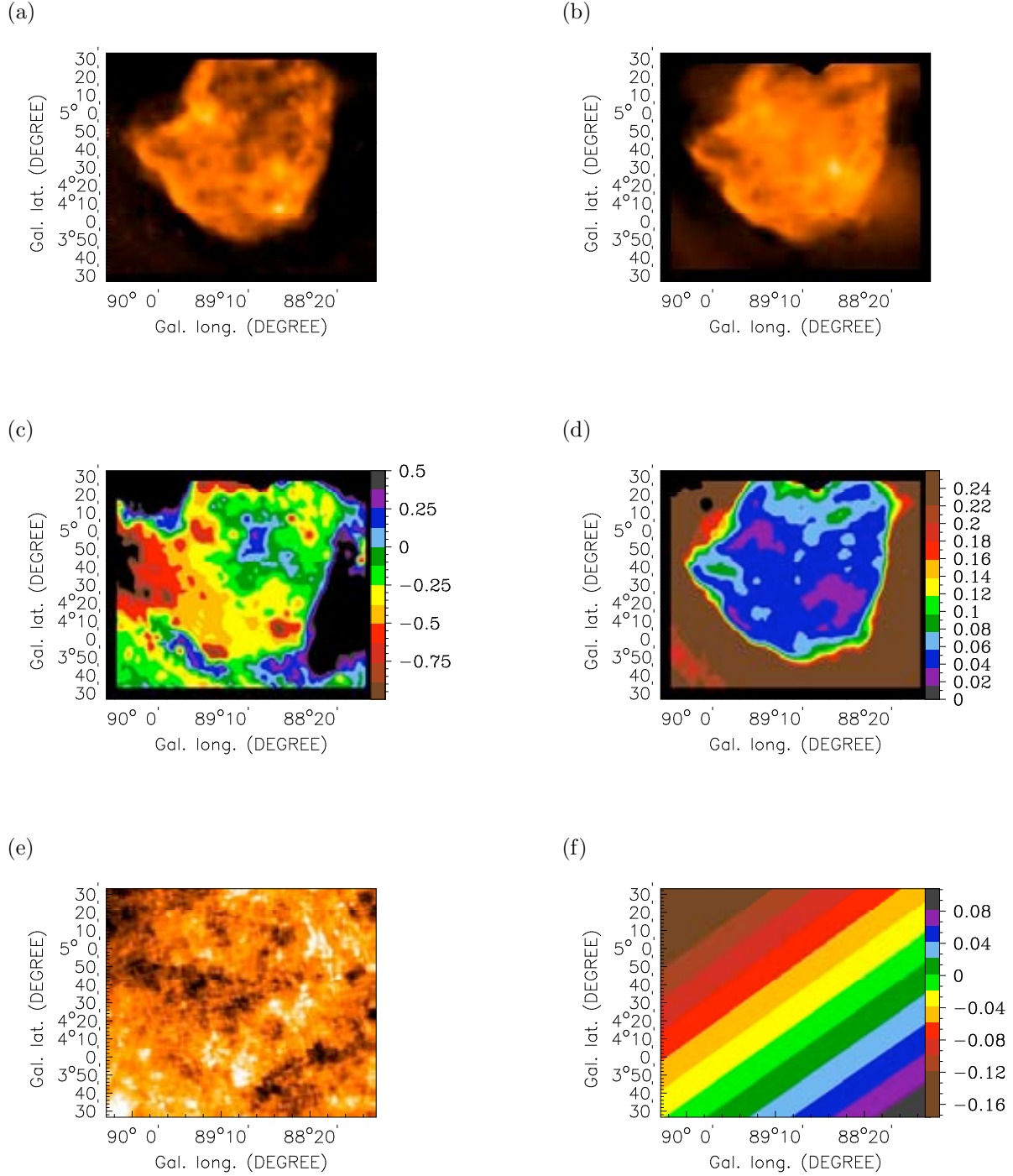


Fig. 23.— Region 15.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

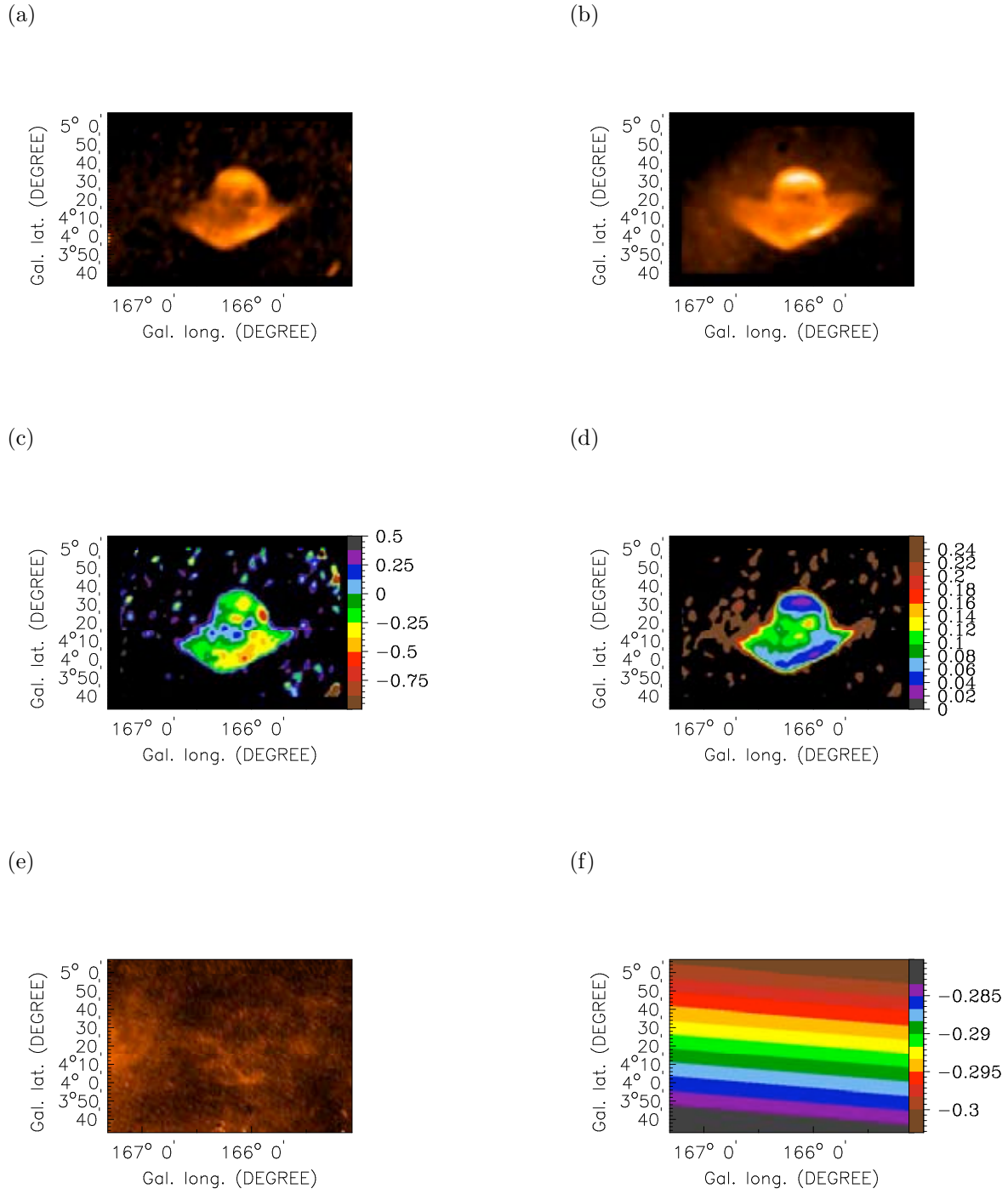


Fig. 24.— Region 16.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

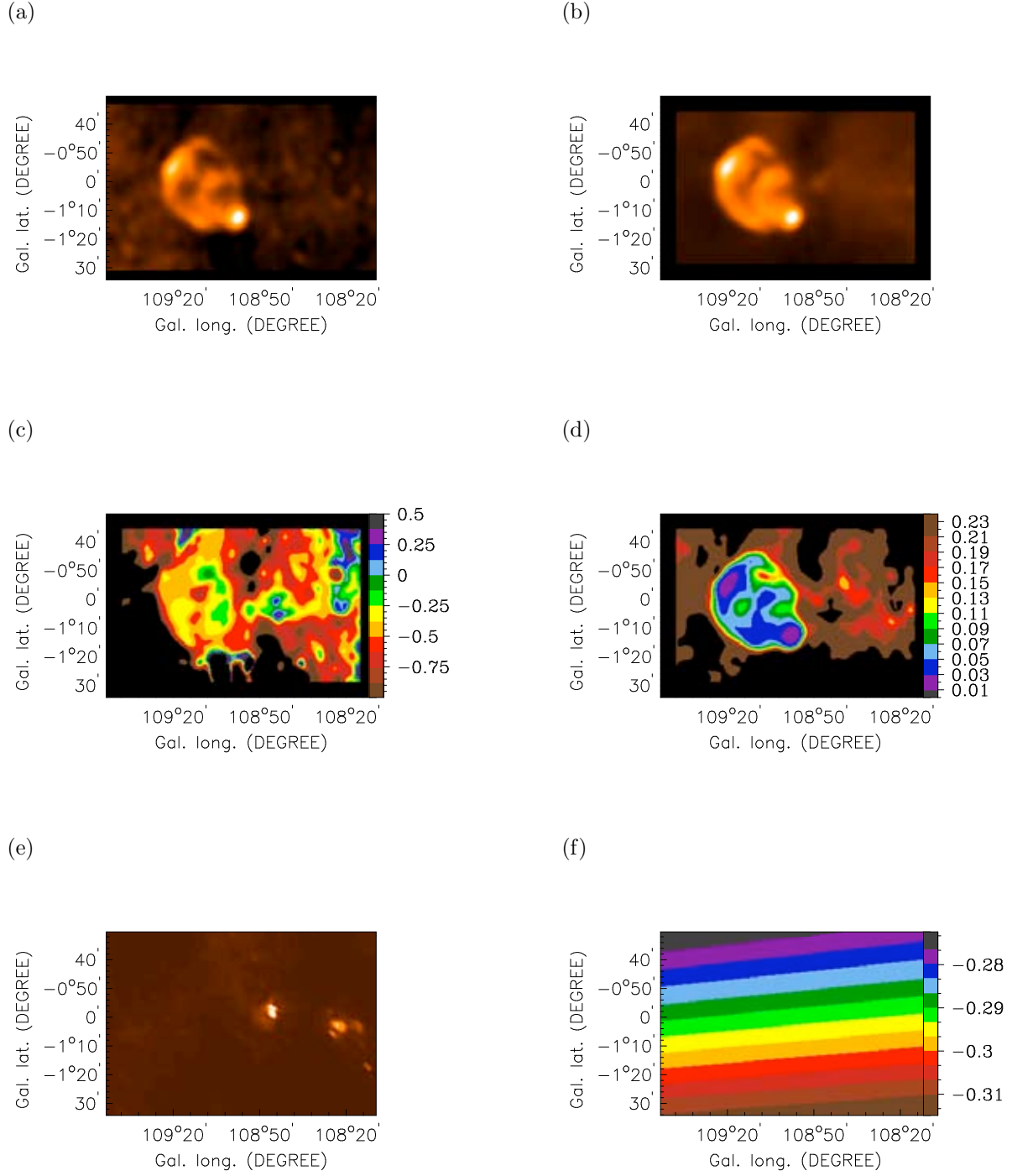


Fig. 25.— Region 17.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

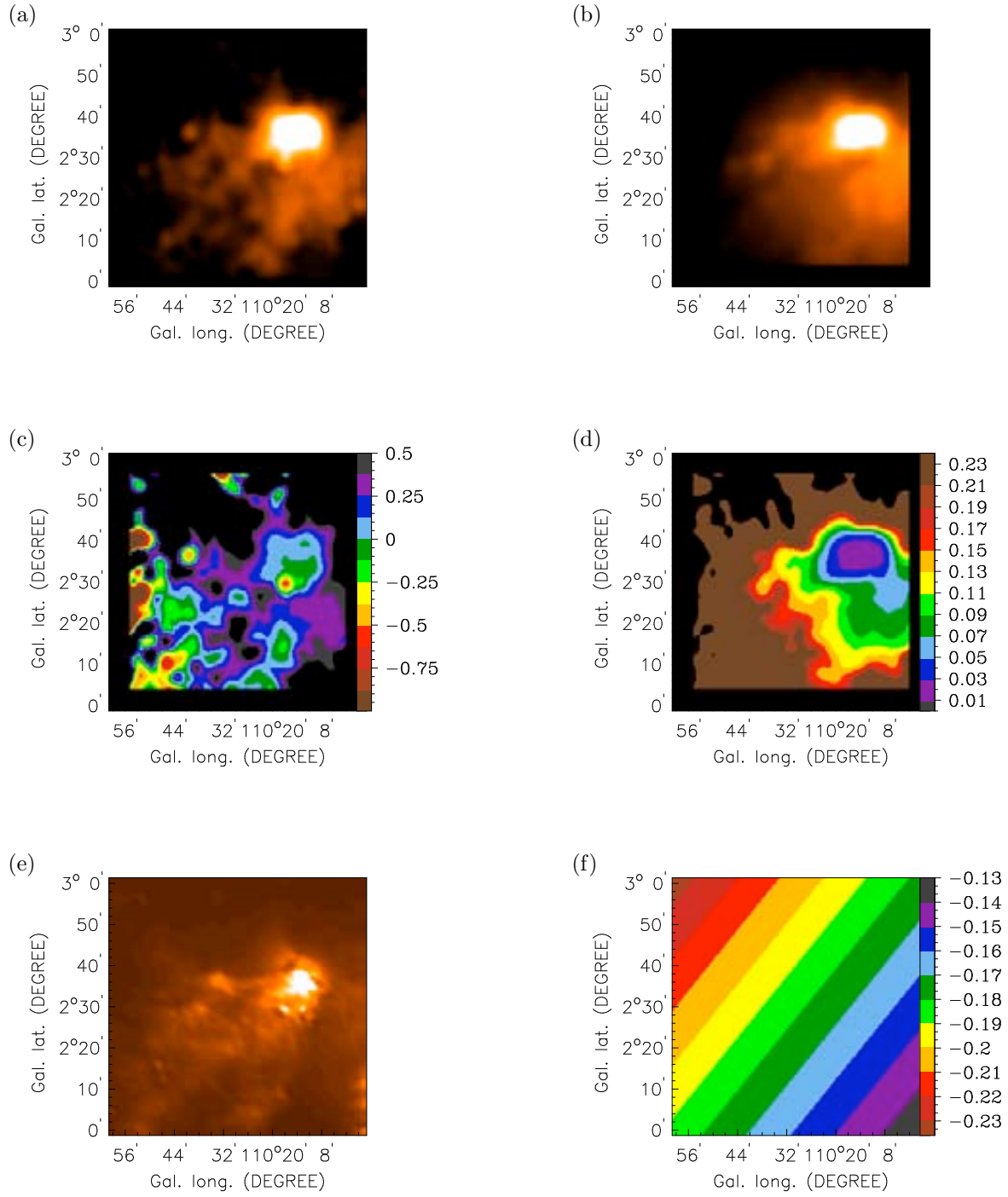


Fig. 26.— Region 18.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

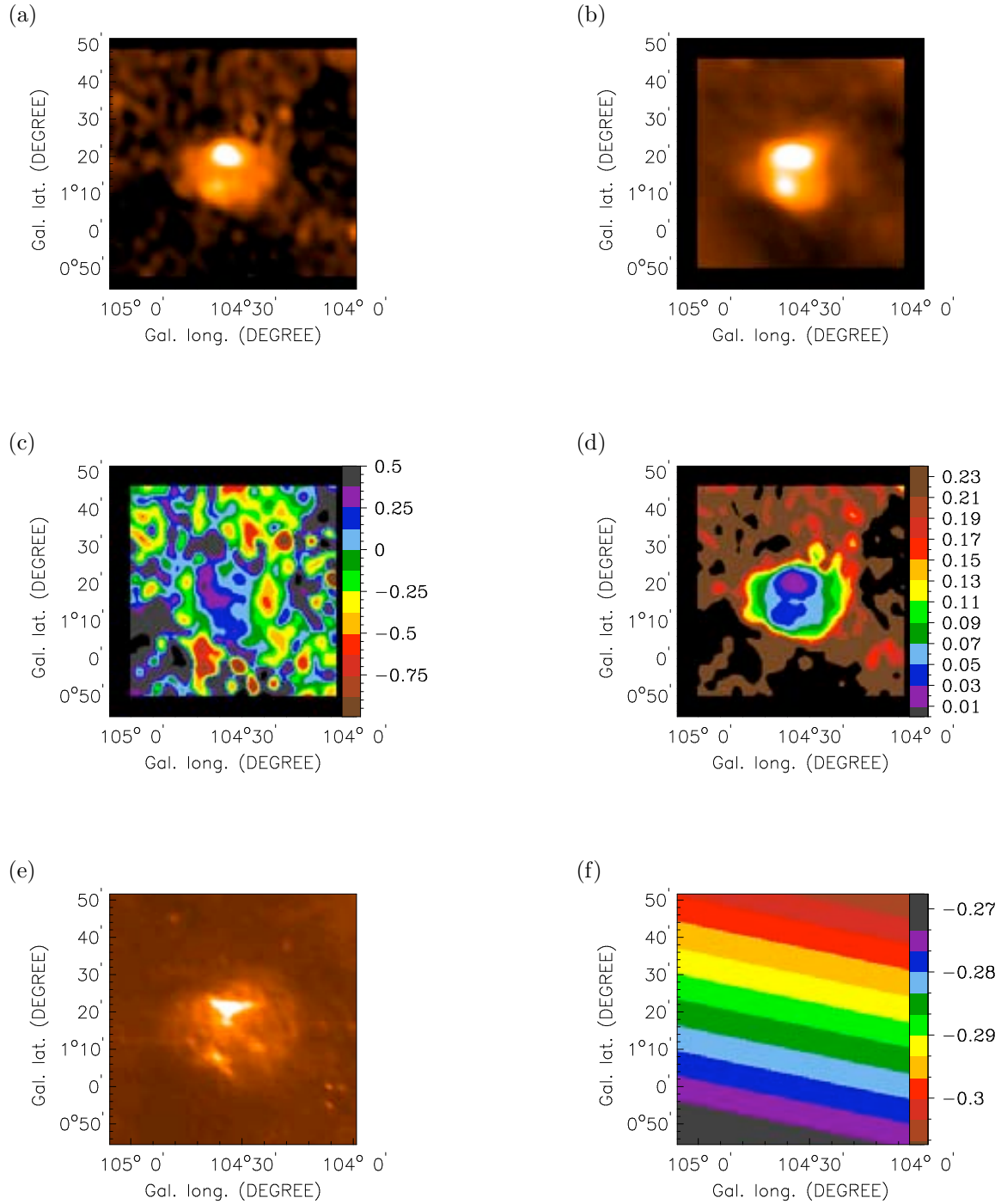


Fig. 27.— Region 20.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

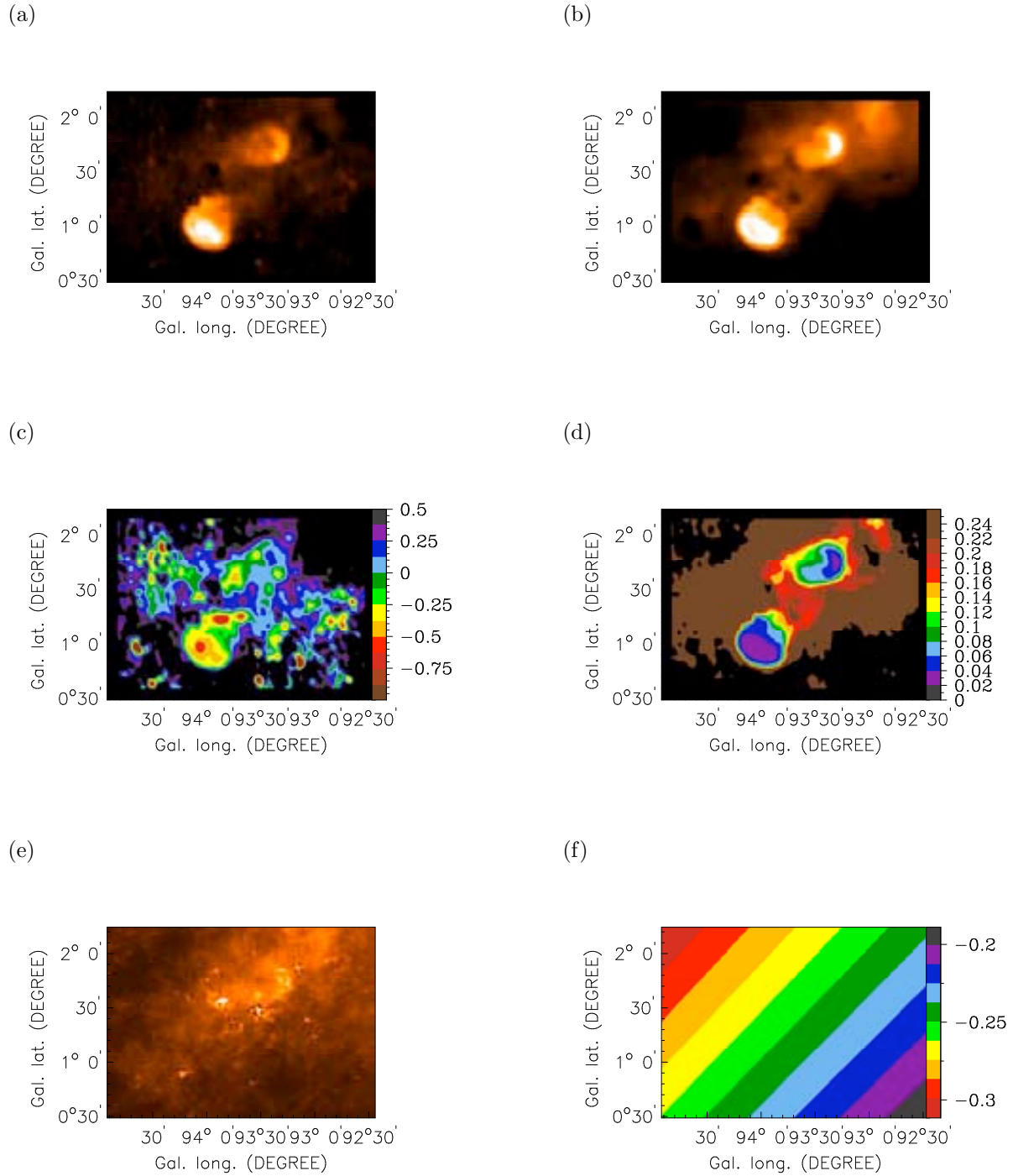


Fig. 28.— Region 21.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.



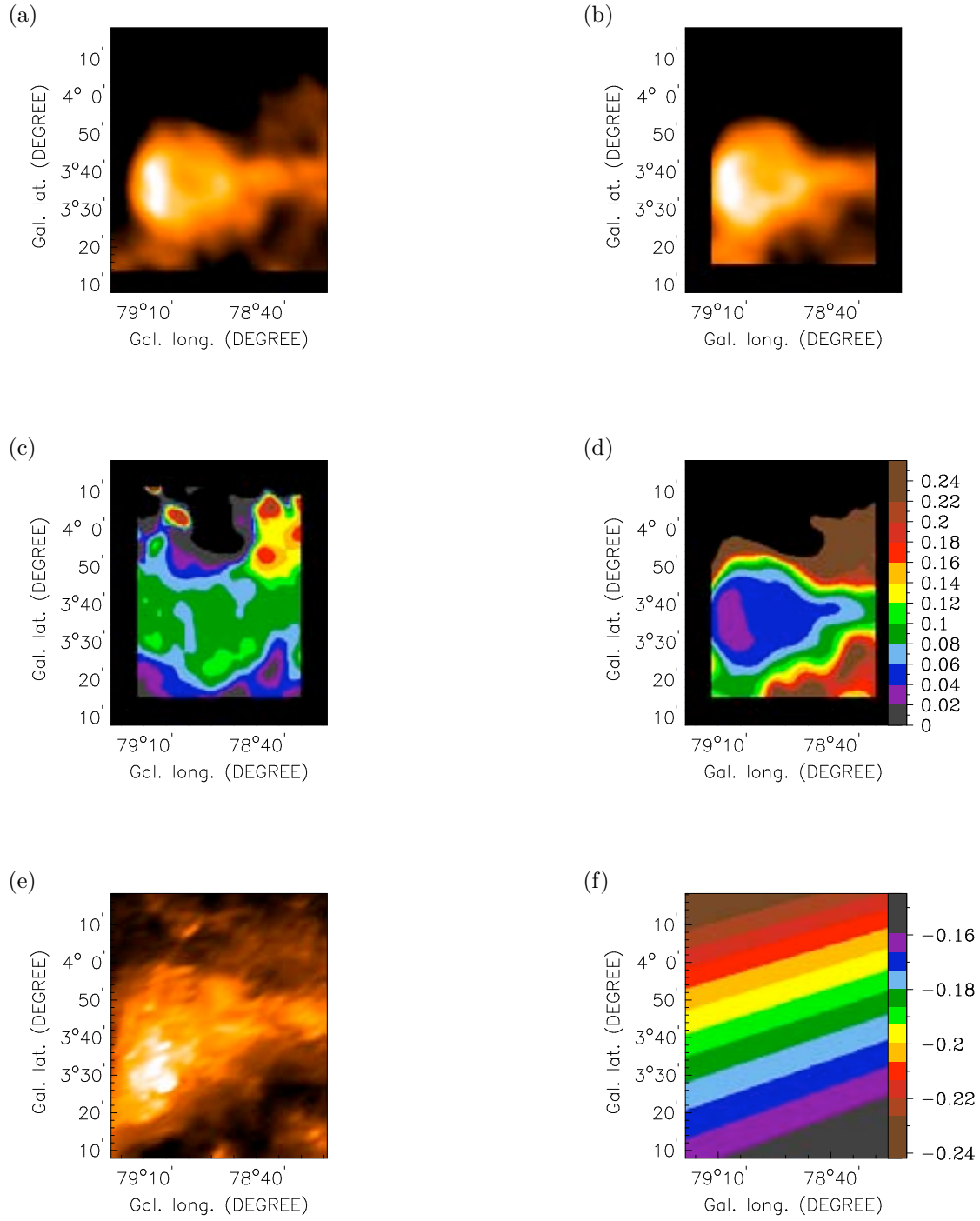


Fig. 29.— Region 22.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

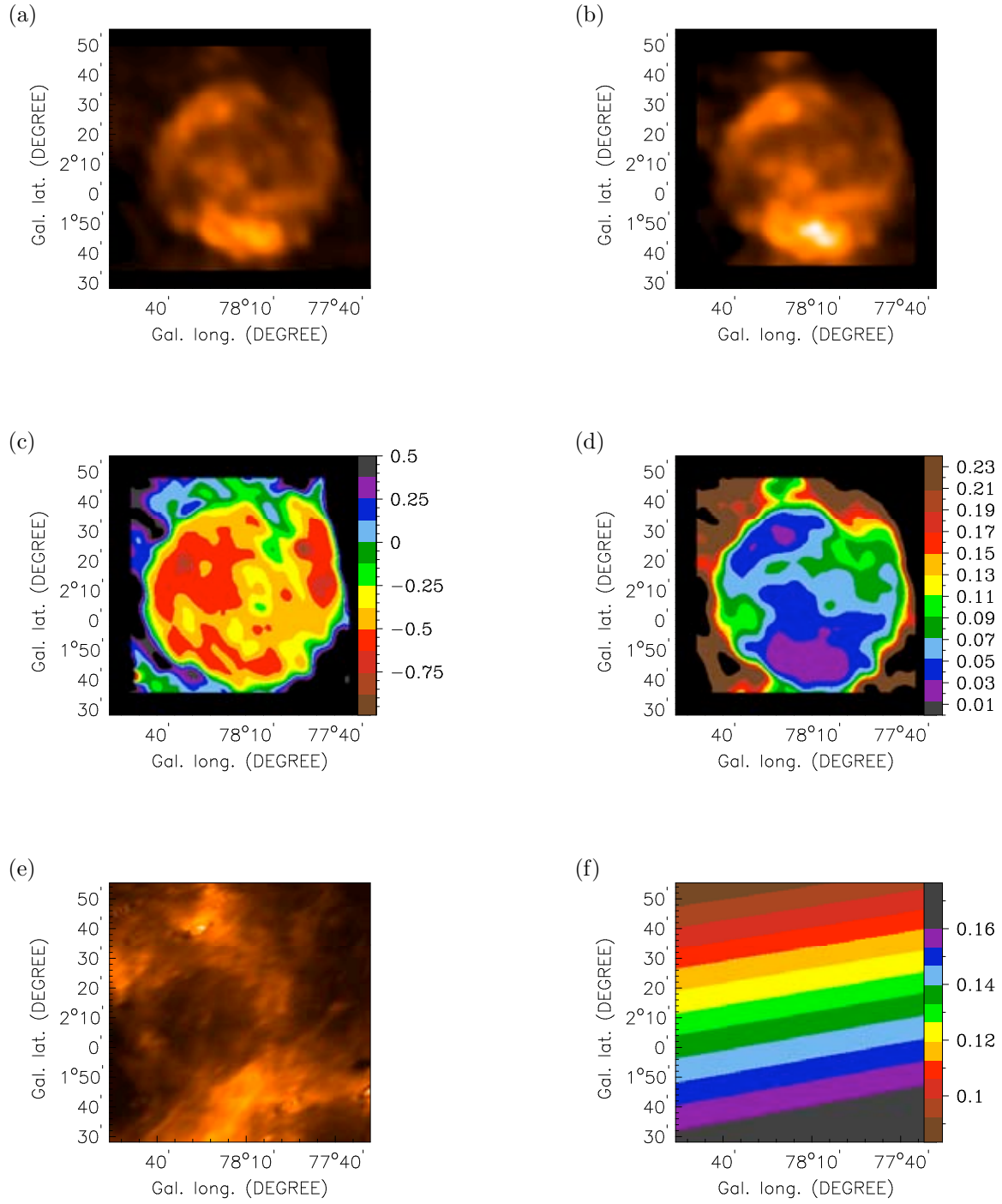


Fig. 30.— Region 23.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

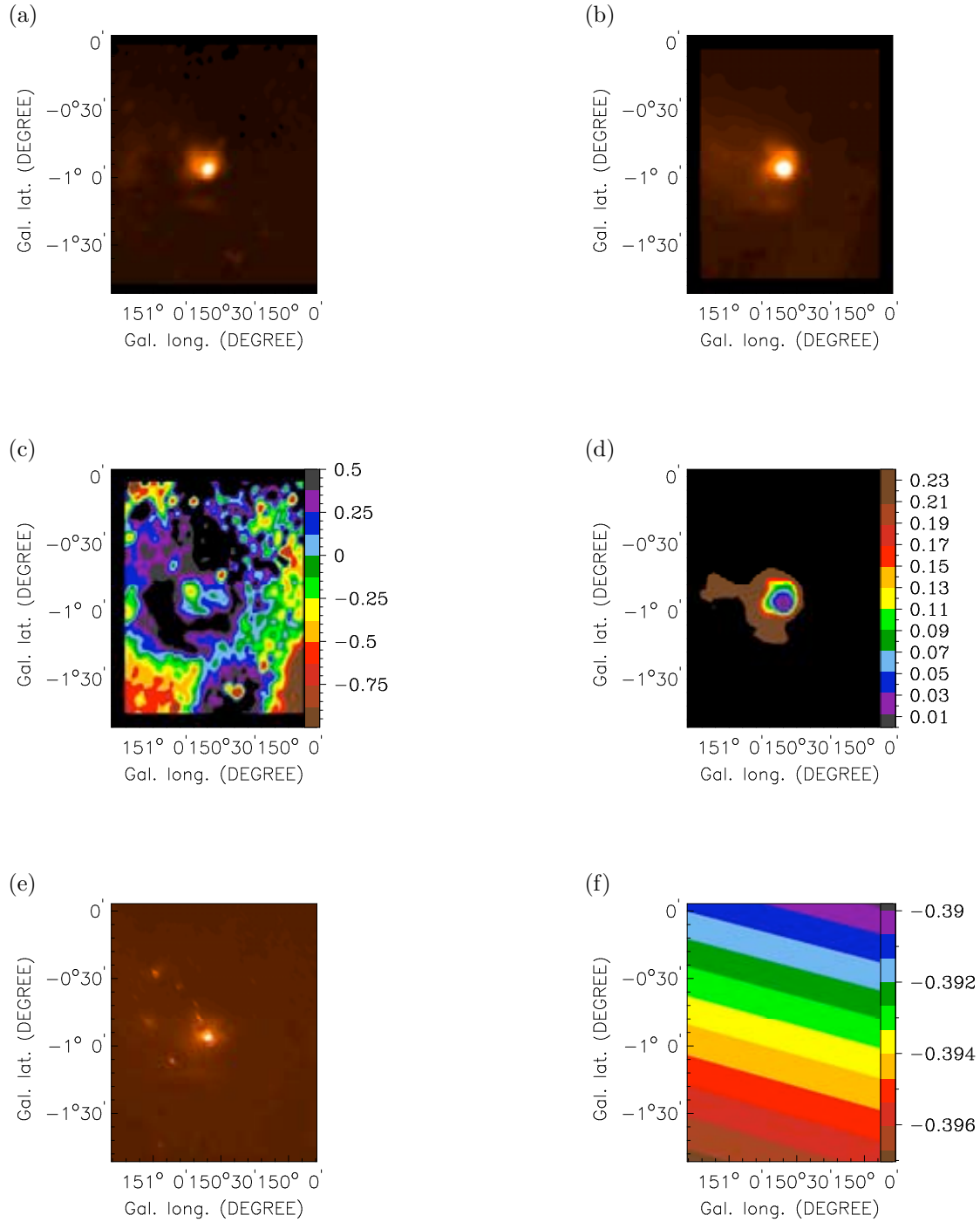


Fig. 31.— Region 24.- (a) 408 MHz, (b) 1420 MHz, (c) spectral index map, (d) uncertainty of  $\alpha$ , (e) 60  $\mu\text{m}$  and (f) spectral index of the Galactic non-thermal background.

## REFERENCES

- Appleton, P. N., Fadda, D. T., Marleau, F. R., Frayer, D. T., Helou, G., Condon, J. J., Choi, P. I., Yan, L., Lacy, M., Wilson, G., Armus, L., Chapman, S. C., Fang, F., Heinrichson, I., Im, M., Jannuzi, B. T., Storrie-Lombardi, L. J., Shupe, D., Soifer, B. T., Squires, G., & Teplitz, H. I., 2004, *ApJS*, 154, 147
- Beck, R., & Golla, G., 1988, *A&A*, 191, 9
- Bicay, M. D., Helou, G., & Condon, J. J., 1989, *ApJ*, 338L, 53
- Bicay, M. D., & Helou, G. 1990, *ApJ*, 362, 59
- Blitz, L., Fich, M., & Stark, A. A., 1982, *ApJS*, 49, 183
- Boulanger, F., & Perault, M., 1988, *ApJ*, 330, 964
- Broadbent, A., Osborne, J. L., & Haslam, C. G. T., 1989, *MNRAS*, 237, 381
- Byun, D., Koo, B., Tatematsu, K., & Sunada, K., 2006, *ApJ*, 637, 283
- Cao, Y., Prince, T. A., Terebey, S., & Beichman, C. A., 1996, *PASP*, 108, 535
- Cao, Y., Terebey, S., Prince, T. A., & Beichman, Ch. A., 1997, *ApJS*, 111, 387
- Condon, J. J., & Yin, Q. F., 1990, *ApJ*, 357, 97
- Condon, J. J., 1992, *ARA&A*, 30, 575
- de Jong, T., Klein, U., Wielebinski, R., & Wunderlich, E., 1985, *A&A*, 147L, 6
- Deul, E. R., 1989, *A&A*, 218, 78
- Devereux, N. A., Price, R., Wells, L. A., & Duric, N., 1994, *AJ*, 108, 1667
- Devereux, N. A., & Scowen, P. A., 1994, *AJ*, 108, 1244
- Devereux, N. A., Jacoby, G., Ciadullo, R., 1996, *AJ*, 111, 2115
- Devereux, N., Duric, N., Scowen, P. A., 1997, *AJ*, 113, 236
- Fitt, A. J., Howarth, N. A., Alexander, P., & Lasenby, A. N., 1992, *MNRAS*, 255, 146
- Foster, T., 2005, *A&A*, 441, 1043

- Foster, T., & MacWilliams, J., 2006, *ApJ*, 644, 214
- Helou, G., Soifer, B. T., & Rowan-Robinson, M., 1985, *ApJ*, 298L, 7
- Hirashita, H.; Buat, V.; Inoue, A. K., 2003, *A&A*, 410, 83
- Hoernes, P., Berkhuijsen, E. M., & Xu, C., 1998, *A&A*, 334, 57
- Hughes, V. A., Harten, R. H., Costain, C. H., Nelson, L. A., & Viner, M. R., 1984, *ApJ*, 283, 147
- Hughes, A., Wong, T., Ekers, R., Staveley-Smith, L., Filipovic, M., Maddison, S., Fukui, & Y., Mizuno, N., 2006, *MNRAS*, 370, 363
- Jones, L. V., Elston, R. J., & Hunter, D. A., 2002, *AJ*, 124, 2548
- Kothes, R., Uyaniker, B., & Pineault, S., 2001, *ApJ*, 560, 236
- Landecker, T. L., Roger, R. S., & Higgs, L. A., 1980, *A&AS*, 39, 133
- Landecker, T. L., Pineault, S., Routledge, D., & Vaneldik, J. F., 1989, *MNRAS*, 237, 277
- Landecker, T. L., Anderson, M. D., Routledge, D., & Vaneldik, J. F., 1992, *A&A*, 258, 495
- Leahy, D. A., & Tian, W. W., 2007, *A&A*, 461, 1013
- Mampaso, A., Vilchez, J. M., Pismis, P., & Phillips, J. P., 1987, *RMxAA*, 14, 474
- Marsh, K. A., & Helou, G., 1995, *ApJ*, 445, 599
- Murphy, E. J., Armus, L., Helou, G., & Braun R., 2005, *astro-ph* 0503113
- Reich, P., & Reich, W., 1988a, *A&AS*, 74, 7
- Reddy, N. A., & Yun, M. S., 2004, *ApJ*, 600, 695
- Taylor, A. R., Gibson, S. J., Peracaula, M., Martin, P. G., Landecker, T. L., Brunt, C. M., Dewdney, P. E., Dougherty, S. M., Gray, A. D., Higgs, L. A., Kerton, C. R., Knee, L. B. G., Kothes, R., Purton, C. R., Uyaniker, B., Wallace, B. J., Willis, A. G., & Durand, D., 2003, *AJ*, 125, 3145
- van der Kruit, P. C., 1971, *A&A*, 15, 110
- van der Kruit, P. C., 1973, *A&A*, 29, 263
- Voelk, H.J., 1989, *A&A*, **218**, 67

Walterbos, R. A. M. & Greenawalt, B., 1996, ApJ, 460, 696

Yun, M.S., Reddy, N., A.; Condon, J. J., 2001, ApJ, 554, 803

## Capítulo 8

# Conclusiones Generales

En este capítulo se resumen las conclusiones más importantes de esta tesis, donde se presentan dos métodos de estudio del MIE. Un propósito general de estos dos tipos de análisis es conocer las condiciones dinámicas y físicas del MIE. Todas las técnicas de estudio presentan sesgos, por lo que el uso de distintas herramientas es importante, ya que nos proporciona una información más completa de los diferentes aspectos del MIE.

Las observaciones de los trazadores de gas molecular presentadas en esta tesis, nos aportaron pruebas de los procesos físicos que ocurren dentro de las nubes moleculares, mientras que el análisis de una muestra de estas nubes en conjunto, nos proporcionó una información global sobre algunas de las características de la Galaxia. En los siguientes párrafos se expone en dos partes las conclusiones más importantes de esta tesis para cada tipo de estudio.

### Parte I

Se realizó un sondeo de la línea a 6 cm del  $\text{H}_2\text{CO}$  hacia el anticentro galáctico, en el rango  $70^\circ < l < 190^\circ$  y  $-1^\circ < b < +1^\circ$ . Se detectó absorción contra el fondo cósmico en  $\approx 10\%$  de las observaciones. En varios de los puntos observados, era la primera vez que se detectaba esta línea ya que la sensibilidad en estas observaciones es mejor que la que se tenía en los sondeos realizados anteriormente.

También se llevaron a cabo observaciones similares hacia la región de formación estelar L1204/S140. El centro de este sondeo se encuentra a  $l = 107^\circ 0$  y  $b = +5^\circ 3$ . El  $\text{H}_2\text{CO}$  fue detectado en absorción contra el fondo cósmico en 16 posiciones de las 72 posiciones observadas. Estas observaciones mostraron que la nube tiene dos componentes principales de velocidad, una a  $V_{LSR} \sim -11 \text{ km s}^{-1}$  y a la otra a  $V_{LSR} \sim -8 \text{ km s}^{-1}$ . Una componente adicional fue observada a  $V_{LSR} \sim -2.5 \text{ km s}^{-1}$ , pero parece estar asociada a otra nube molecular.

Tanto para el anticentro Galáctico, como en la región de formación estelar L1204/S140, las observaciones de línea de absorción del  $\text{H}_2\text{CO}$  fueron comparadas con observaciones de la línea (1-0) de CO tomadas de la literatura. Se encontró que en ambas regiones las líneas eran co-existentes, ya que cada espectro de absorción del  $\text{H}_2\text{CO}$  estaba relacionado con emisión

del CO. Se observa una correlación entre el H<sub>2</sub>CO y el CO, por lo que se concluye que ambas líneas trazan preferencialmente gas tibio de densidad media. Sin embargo, la dispersión en esta correlación es más grande que los errores medidos, lo cual indica que existen algunas diferencias entre estos dos trazadores. Tales diferencias resultan de que la línea (1-0) de CO es usualmente ópticamente gruesa, por lo que su intensidad depende de la temperatura cinética del gas. Aunque la intensidad de la línea del H<sub>2</sub>CO también muestre una dependencia con la temperatura, esta dependencia es más débil. En el caso de la región L1204/S140, el efecto fotodisociación del H<sub>2</sub>CO también contribuye a las diferencias encontradas en la correlación de la línea del H<sub>2</sub>CO con el CO(1-0).

## Parte II

Se llevo a cabo un estudio del comportamiento de correlación global FIR-Radio en la Galaxia. Para esto se seleccionó una muestra de 24 regiones usando las imágenes a 408 MHz, 1420 MHz, y a 60  $\mu$ m del archivo del Sondeo Canadiense del Plano Galáctico (CGPS). La distribución espacial del radio continuo fue comparada con la distribución espacial del infrarrojo. También se analizó la naturaleza de la emisión del radio continuo, para lo cual se hizo un mapa de la distribución del índice espectral en cada región. La distribución del índice espectral del fondo Galáctico no-térmico también fue analizada. El valor de este índice  $\alpha$  para la emisión no-térmica en las galaxias es de  $\sim -0.7$ .

Para el 25% de estas regiones (todas ellas remanentes de supernova) no se encuentra ninguna correspondencia morfológica entre la emisión del radio continuo y la emisión del infrarrojo, pero se observa una buena correspondencia para el otro 75% de la muestra. Estas regiones corresponden a regiones de formación estelar conocidas y su emisión en el radio continuo parece estar compuesta de emisión térmica (regiones HII) y de un fondo no-térmico. La emisión en el infrarrojo de estas regiones también es una superposición de un fondo y de emisión asociada a las regiones de formación estelar. Sin embargo, en el infrarrojo la emisión del fondo contribuye solo el 15% mientras que para el radio continuo la emisión de fondo no-térmico domina la emisión total. Para las regiones de formación estelar en nuestra muestra, encontramos una buena correlación entre la emisión del radio continuo e infrarrojo que se incluya o no al fondo difuso no-térmico. La dispersión en esas correlaciones es de alrededor de 0.15–0.20 dex para luminosidades que cubren 2 órdenes de magnitud. Así, nuestros resultados sugieren que la correlación entre la emisión radio continuo y la emisión infrarroja se sigue conservando a escalas de regiones de formación estelar individuales en la Galaxia.



# Bibliografía

- [1] Anglada, G., & Estalella, R., 1996, *Introducción a la física del medio interestelar*, pp 83
- [2] Allen, R. J., Machalek, P., & Jia, J., (2007, in preparation)
- [3] Appleton, P. N., Fadda, D. T., Marleau, F. R., Frayer, D. T., Helou, G., Condon, J. J., Choi, P. I., Yan, L., Lacy, M., Wilson, G., Armus, L., Chapman, S. C., Fang, F., Heinrichson, I., Im, M., Jannuzi, B. T., Storrie-Lombardi, L. J., Shupe, D., Soifer, B. T., Squires, G., & Teplitz, H. I., 2004, *ApJS*, 154, 147
- [4] Araya, E., Hofner, P., Churchwell, E., & Kurtz, S., 2002, *ApJS*, 138, 63
- [5] Araya, E., Hofner, P., Linz, H., Sewilo, M., Watson, C., Churchwell, E., Olmi, L., & Kurtz, S., 2004, *ApJS*, 154, 579
- [6] Araya, E., Hofner, P., Olmi, L., Kurtz, S., & Linz, H., 2006, *AJ*, 132, 1851
- [7] Avedisova, V.S., 2002, *Astron. Zh.*, 79, 216
- [8] Bally, J., Reipurth, B., Walawender, J., & Armond, T., 2002, *AJ*, 124, 2152
- [9] Beck, R., & Golla, G., 1988, *A&A*, 191, 9
- [10] Bica, M. D., Helou, G., & Condon, J. J., 1989, *ApJ*, 338L, 53
- [11] Bica, M. D., & Helou, G. 1990, *ApJ*, 362, 59
- [12] Blair, G. N., Evans, N. J., Vanden Bout, P. A., & Peters W. L., 1978, *ApJ*, 219, 893-913
- [13] Blitz, L., Fich, M., & Stark, A.A. 1982, *ApJS*, 49, 183
- [14] Boulanger, F., & Perault, M., 1988, *ApJ*, 330, 964
- [15] Broadbent, A., Osborne, J. L., & Haslam, C. G. T., 1989, *MNRAS*, 237, 381
- [16] Burke, B. F., & Graham-Smith, F., 1997, *Book: An introduction to radio astronomy*

- 
- [17] Byun, D., Koo, B., Tatematsu, K., & Sunada, K., 2006, ApJ, 637, 283
  - [18] Cao, Y., Prince, T. A., Terebey, S., & Beichman, C. A., 1996, PASP, 108, 535
  - [19] Cao, Y., Terebey, S., Prince, T. A., & Beichman, Ch. A., 1997, ApJS, 111, 387
  - [20] Carpenter, J.M., Snell, & R.L., Schloerb, F.P. 1995, ApJ, 445, 246
  - [21] Choi, M., Evans, N. J., II, Tafalla, M., & Bachiller, R., 2000, ApJ, 538, 738
  - [22] Clark, D. H., & Caswell, J. L., 1976, MNRAS, 174, 267
  - [23] Cohen, R.J., Matthews, N., Few, R.W., & Booth, R.S. 1983, MNRAS, 203, 1123
  - [24] Combes, F. 1991, A&Ap, 29, 195
  - [25] Condon, J. J., & Broderick, J. J., 1986, AJ, 92, 94
  - [26] Condon, J. J., & Broderick, J. J., 1988, AJ, 96, 30
  - [27] Condon, J. J., & Yin, Q. F., 1990, ApJ, 357, 97
  - [28] Condon, J. J., 1992, ARA&A, 30, 575
  - [29] Cox, M. J., Eales, S. A. E., Alexander, P., & Fitt, A. J., 1988, MNRAS, 235, 1227
  - [30] Cox, Donald P. & Smith, Barham W. 1974, Ap.J., 189, 105
  - [31] Crampton, D., & Fisher, W. A., 1974, Pub. Dom. Astrophys. Obs., 14, 283
  - [32] de Jong, T., Klein, U., Wielebinski, R., & Wunderlich, E., 1985, A&A, 147L, 6
  - [33] Dame, T.M., Ungerechts, H., Cohen, R.S., de Geus, E.J., Grenier, I.A., May, J., Murphy, D.C., Nyman, L.A., & Thaddeus, P. 1987, ApJ, 322, 706
  - [34] Dame, T.M., Hartmann, & D., Thaddeus, P. 2001, ApJ, 547, 792
  - [35] Deul, E. R., 1989, A&A, 218, 78
  - [36] Devereux, N. A., & Eales, S. A., 1989, ApJ, 340, 708
  - [37] Devereux, N. A., Price, R., Wells, L. A., & Duric, N., 1994, AJ, 108, 1667
  - [38] Devereux, N. A., & Scowen, P. A., 1994, AJ, 108, 1244
  - [39] Devereux, N. A., Jacoby, G., & Ciadullo, R., 1996, AJ, 111, 2115
  - [40] Devereux, N., Duric, N., & Scowen, P. A., 1997, AJ, 113, 236

- 
- [41] Dickman, R. L. 1978, Ap.J.S, 37, 407
  - [42] Dopita, M. A., Groves, B. A., Fischera, J., Sutherland, R. S., Tuffs, R. J., Popescu, C. C., Kewley, L. J., Reuland, M., & Leitherer, C., 2005, ApJ, 619, 755
  - [43] Draine, B. T., 1978, ApJS, 36, 595
  - [44] Evans, N.J. II, 1975, ApJ, 201, 112
  - [45] Evans, N.J. II, Zuckerman, B., Morris, G., & Sato, T. 1975, ApJ, 196, 433
  - [46] Evans, N. J., II, Zuckerman, B., Sato, T., & Morris, G. 1975, ApJ, 199, 383
  - [47] Evans, N. J., II, Rubin, R. H., & Zuckerman, B. 1980, ApJ, 239, 839
  - [48] Evans, N. J., II, Kutner, M. L., & Mundy, L. G., 1987, ApJ, 323, 145
  - [49] Evans, N. J., II, Mundy, L. G., Kutner, M. L., & Depoy, D. L., 1989, ApJ, 346, 212
  - [50] Few, R.W. 1979, MNRAs, 187, 161
  - [51] Field, G. B., Goldsmith, D. W. & Habing, H. J. 1969, *Bull. AAS*, 1, 240
  - [52] Fitt, A. J., Howarth, N. A., Alexander, P., & Lasenby, A. N., 1992, MNRAS, 255, 146
  - [53] Foster, T., 2005, A&A, 441, 1043
  - [54] Foster, T., & MacWilliams, J., 2006, ApJ, 644, 214
  - [55] Gardner, F. F., & Whiteoak, J. B., 1970, ApL, 5, 161
  - [56] Garrison, B.J., Lester, W.A. Jr., Miller, W.H., & Green, S. 1975, ApJ, 200, L175
  - [57] Gordon, M.A., & Roberts, M.S. 1971, ApJ, 170, 277
  - [58] Gordon, M.A., & Höglund, B. 1973, ApJ, 182, 41
  - [59] Guilloreau S., & Forveille T. 1989, *Grenoble Image and Line Data Analysis System (GILDAS)*, IRAM, <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>
  - [60] Green, S. 1991, ApJS, 76, 979.
  - [61] Green, S., Garrison, B.J., Lester, W.A. Jr. & Miller, W.H. 1978, A&AS, 37, 321
  - [62] Habing, H. J., 1968, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 19, 421
-

- 
- [63] Hartmann, D., & Burton, W.B. 1997, Atlas of Galactic Neutral Hydrogen
- [64] Harwit, M., & Pacini, F., 1975, ApJ, 200L, 127
- [65] Hasegawa, T. I., Herbst, E., & Leung, C. M., 1992, ApJ, 82, 167
- [66] Hayashi M., & Murata Y., 1992, PASJ, 44, 391
- [67] Helfer, T.T., & Blitz, L. 1997, ApJ, 478, 233
- [68] Helou, G., Soifer, B. T., & Rowan-Robinson, M., 1985, ApJ, 298L, 7
- [69] Helou, G., & Bica, M. D., 1993, ApJ, 415, 93
- [70] Heyer, M. H., Carpenter, J. M., & Ladd, E. F., 1996, ApJ, 463, 630
- [71] Hirashita, H., Buat, V., & Inoue, A. K., 2003, A&A, 410, 83
- [72] Hoernes, P., Berkhuijsen, E. M., & Xu, C., 1998, A&A, 334, 57
- [73] Hughes, V. A., Harten, R. H., Costain, C. H., Nelson, L. A., & Viner, M. R., 1984, ApJ, 283, 147
- [74] Hughes, A., Wong, T., Ekers, R., Staveley-Smith, L., Filipovic, M., Maddison, S., Fukui, & Y., Mizuno, N., 2006, MNRAS, 370, 363
- [75] Hummer, D. G., 1981, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 26, 187
- [76] Hummer, D. G., & Storey, P. J., 1992, MNRAS, 254, 277
- [77] Humphreys, R.M. 1978, ApJS, 38, 309
- [78] Jaruschewski, S., Chandra, S., Varshalovich, D. A., & Kegel, W. H. 1986, A&A, 63, 307.
- [79] Jørgensen, J. K., Schöier, F. L., & van Dishoeck, E. F., 2005, A&A, 437, 501
- [80] Jones, L. V., Elston, R. J., & Hunter, D. A., 2002, AJ, 124, 2548
- [81] Keene, J., Blake, G. A., Phillips, T. G., Huggins, P. J., & Beichman, C. A., 1985, ApJ, 299, 967
- [82] Kothes, R., Uyaniker, B., & Pineault, S., 2001, ApJ, 560, 236
- [83] Landecker, T. L., Anderson, M. D., Routledge, D., & Vaneldik, J. F., 1992, A&A, 258, 495
- [84] Leahy, D. A., & Tian, W. W., 2007, A&A, 461, 1013
- [85] Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G., Roueff, E. & Flower, D. R., 1993, A&A, 267, 233

- 
- [86] Le Petit, F., Nehmé, C., Le Bourlot, J. & Roueff, E., 2006, ApJ, 164, 506
  - [87] Leung, C. M., & Liszt, H. S., 1976, ApJ, 208, 732
  - [88] Leung, C. M., Herbst, E., & Huebner, W. F., 1984, ApJS, 56, 231
  - [89] Li, W., Evans, N. J., II, Jaffe, D. T., van Dishoeck, E. F., & Thi, W. F., 2002, ApJ, 568, 242
  - [90] Litvak, M.M. 1970, Ap.J.L, 160, L133
  - [91] Lynds, B. T., 1962, ApJS, 7, 1
  - [92] Mangum, J. G., Wootten, A., Wadiak, E. J., & Loren, R. B., 1990, ApJ, 348, 542
  - [93] Mangum, J. G., & Wootten, A., 1993, ApJS, 89, 123
  - [94] Mangum, J. G., Wootten, A., & Plambeck, R. L., 1993, ApJ, 409, 282
  - [95] Mangum, J. G., Latter, W. B., & McMullin, J. P., 1996, IAUS, 170P, 76
  - [96] Mangum, J. G., Wootten, A., & Barsony, M., 1999, ApJ, 526, 845
  - [97] Mangum, J. G., Darling, J., Menten, K. M., & Henkel, C., 2008, ApJ, 673, 832
  - [98] Mampaso, A., Vilchez, J. M., Pismis, P., & Phillips, J. P., 1987, RMxAA, 14, 474
  - [99] Maret, S., Ceccarelli, C., Caux, E., Tielens, A. G. G. M., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E., Bacmann, A., Castets, A., Lefloch, B., Loinard, L., Parise, B., & Schöier, F. L., 2004, A&A, 416, 577
  - [100] Marsh, K. A., & Helou, G., 1995, ApJ, 445, 599
  - [101] McKee, C. F., & Ostriker, J. P. 1977, Ap.J., 218, 148
  - [102] Moffat, A.F.J., Jackson, P.D., & Fitzgerald, M.P. 1979, A&Aps, 38, 197
  - [103] Moriarty-Schieven, G. H., Wannier, P. G., Mangum, J. G., Tamura, M., & Olmsted, V. K., 1995, ApJ, 455, 190
  - [104] Mühle, S., Seaquist, E. R., & Henkel, C., 2007, ApJ, 671, 1579
  - [105] Mundy, L.G., Evans, N.J., Snell, R.L., & Goldsmith, P.F. 1987, ApJ, 318, 392
  - [106] Murgia, M., Helfer, T. T., Ekers, R., Blitz, L., Moscadelli, L., Wong, T., & Paladino, R., 2005, A&A, 437, 389
  - [107] Murphy, E. J., Armus, L., Helou, G., & Braun R., 2005, astro-ph 0503113
-

- 
- [108] Niklas, S., & Beck, R., 1997, A&A, 320, 54
- [109] Palmer, P., Zuckerman, B., Buhl, D., & Snyder, L.E. 1969, ApJ, 156, L147
- [110] Park, Y., & Minh Y., 1995, JKAS, 28, 255
- [111] Pihler, G., Varshalovich, D.A., Khersonskii, V.K. Kegel W.H. 1988 ApJS, 76, 195
- [112] Pierini, D., Popescu, C. C., Tuffs, R. J., & Völk, H. J., 2003, A&A, 409, 907
- [113] Preibisch, T., Balega, Y. Y., Schertl, D., Smith, M. D., & Weigelt, G., 2001, A&A, 378, 539
- [114] Preibisch, T., & Smith, M. D, 2002, A&A, 383, 540
- [115] Price, R.,& Duric, N., 1992, ApJ, 401, 81
- [116] Reber, G., 1944, ApJ, 100, 279
- [117] Reich, P., & Reich, W., 1988a, A&AS, 74, 7
- [118] Reich, P., Reich, W., & Furst, E., 1997, A&AS 126, 413
- [119] Reddy, N. A., & Yun, M. S., 2004, ApJ, 600, 695
- [120] Rieke, G. H., & Low, F. J., 1972, ApJ, 176L, 95
- [121] Rodríguez, M. I., Allen, R., Loinard, L., & Wiklind, T., 2006, ApJ, 652, 1230
- [122] Rodríguez, M. I., Wiklind, T., Allen, R. J., Escalante, V., & Loinard, L., 2007, ApJ, 663, 824
- [123] Sharpless, S., 1959 , ApJS, 4, 257
- [124] Snell, R.L., Huang, Y.-L., Dickman, R.L., & Claussen, M.J. 1988, ApJ, 325, 853
- [125] Snell, R.L., Dickman, R.L., & Huang, Y.-L. 1990, ApJ, 352, 139
- [126] Snyder, L. E., Buhl, D., Zuckerman, B., & Palmer, P., 1969, PhRvL, 22, 679
- [127] Spaans, M & van Dishoeck, E. F., 1997, A&A, 323, 953
- [128] Solomon, P.M & Thaddeus, P. 1970, *Bull. AAS*, 2, 218
- [129] Sugitani, K., & Fukui, Y., 1987, IAUS, 115, 75
- [130] Suto, M., Wang, X., & Lee, L.C., 1986, JChPh, 85, 4228
- [131] Thaddeus, P. 1972a, ApJ, 10, 305

- 
- [132] Tafalla, M., Bachiller, R., & Martin-Pintado, J., 1993, ApJ, 403, 175
  - [133] Taylor, A. R., Gibson, S. J., Peracaula, M., Martin, P. G., Landecker, T. L., Brunt, C. M., Dewdney, P. E., Dougherty, S. M., Gray, A. D., Higgs, L. A., Kerton, C. R., Knee, L. B. G., Kothes, R., Purton, C. R., Uyaniker, B., Wallace, B. J., Willis, A. G., & Durand, D., 2003, AJ, 125, 3145
  - [134] Townes, C.H., & Cheung, A.C. 1969, ApJ, 157, L103
  - [135] van Dishoeck, E. F. 1988, Rate Coefficients in Astrochemistry, Millar, T. J. & Williams, D. A. (ed.),
  - [136] Dordrecht: Kluwer, 1988, p.49
  - [137] van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., Jansen, D. J., & Groesbeck, T. D., 1995, ApJ, 447, 760
  - [138] van der Kruit , P. C., 1971, A&A, 15, 110
  - [139] van der Kruit , P. C., 1973, A&A, 29, 263
  - [140] Vershuur, G. L., 1897, The invisible Universe revealed
  - [141] Voelk, H.J., 1989, A&A, 218, 67
  - [142] Walterbos, R. A. M., & Greenawalt, B., 1996, ApJ, 460, 696
  - [143] Whiteoak, J. B., & Gardner, F. F., 1970, ApL, 5, 5
  - [144] Wouterloot, J.G.A., & Brand, J. 1989, A&Aps, 80, 149
  - [145] Woodall, J., Agúndez, M., Markwick-Kemper, A. J., & Millar, T. J., 2007, A&A, 466, 1197
  - [146] Wootten, A., Snell, R., & Evans, N. J., II, 1980, ApJ, 240, 532
  - [147] Wunderlich, E., Wielebinski, R., & Klein, U., 1987, A&AS, 69, 487
  - [148] Young, K.E., Lee, J.-E., Evans, N.J., Goldsmith, P.F., & Doty, S.D. 2004, ApJ, 614, 252
  - [149] Yun, M.S., Reddy, N., A.; Condon, J. J., 2001, ApJ, 554, 803
  - [150] Zhou, S., Evans, N. J. II, Butner, H. M., Kutner, M. L., Leung, C. M., & Mundy, L. G., 1990, ApJ, 363, 168
  - [151] Zuckerman, B., Buhl, D., Palmer, P., & Snyder, L. E., 1970, ApJ, 160, 485
  - [152] Zuckerman, B., & Evans, N. J., II 1974, ApJl, 192, L149