



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

---

LICENCIATURA EN GEOCIENCIAS

ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS SUPERIORES  
UNIDAD MORELIA

ESTUDIO MILIMÉTRICO DEL CONTENIDO SUBESTELAR  
EN LA REGIÓN DE TAURO SSTB213 J041757

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

LICENCIADO EN GEOCIENCIAS

PRESENTA:

MARIANO ALFONSO DURÁN GARCÍA

DIRECTORA DE TESIS:

DRA. AINA PALAU PUIGVERT

Morelia, Michoacán. Octubre, 2021

ESCUELA  
NACIONAL  
DE ESTUDIOS  
SUPERIORES  
  
UNIDAD MORELIA



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**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.



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS SUPERIORES, UNIDAD MORELIA  
SECRETARÍA GENERAL  
SERVICIOS ESCOLARES

**MTRA. IVONNE RAMÍREZ WENCE**  
DIRECTORA  
DIRECCIÓN GENERAL DE ADMINISTRACIÓN ESCOLAR  
**PRESENTE**

Por medio de la presente me permito informar a usted que en la **sesión ordinaria 06** del **H. Consejo Técnico** de la Escuela Nacional de Estudios Superiores (ENES) Unidad Morelia celebrada el día **22 de junio del 2021**, acordó poner a su consideración el siguiente jurado para la presentación del Trabajo Profesional del alumno **Mariano Alfonso Durán García** adscrito a la Licenciatura en Geociencias, con número de cuenta **415131227**, quien presenta la tesis titulada: "Estudio milimétrico del contenido subestelar en la región de Tauro SSTB213 J04175" bajo la dirección como **tutora** de la Dra. Aina Palau Puigvert.

El jurado queda integrado de la siguiente manera:

**Presidente:** Dra. Adriana Gazol Patiño  
**Vocal:** Dr. Sinhué Amos Refugio Haro Corzo  
**Secretario:** Dra. Aina Palau Puigvert  
**Suplente 1:** Dr. Luis Alberto Zapata González  
**Suplente 2:** Dr. Carlos Carrasco González

Sin otro particular, quedo de usted.

Atentamente  
"POR MI RAZA HABLARA EL ESPIRITU"  
Morelia, Michoacán a 29 de septiembre del 2021.

**DRA. YESENIA ARREDONDO LEÓN**  
**SECRETARIA GENERAL**

---

**CAMPUS MORELIA**

Antigua Carretera a Pátzcuaro N° 8701, Col. Ex Hacienda de San José de la Huerta  
58190, Morelia, Michoacán, México. Tel: (443)689.3500 y (55)56.23.73.00, Extensión Red UNAM: 80614  
[www.enesmorelia.unam.mx](http://www.enesmorelia.unam.mx)

## Agradecimientos Institucionales

A la Universidad Nacional Autónoma de México por su calidad y excelencia académica.

Este trabajo se ha llevado a cabo gracias al apoyo de los proyectos de DGAPA PAPIIT IN113119 e IN111421 de la UNAM. Agradezco a fundación UNAM por la beca alimenticia que llenó mi estómago por varios años, de verdad muchas gracias, sin comida no habría podido lograr esto.

A la Escuela Nacional de Estudios Superiores Unidad Morelia por tantas enseñanzas y experiencias. A la Licenciatura en Geociencias por las experiencias vividas tanto en clase como en campo, y por todo el conocimiento que me transmitieron los profesores. Al Instituto de Radioastronomía y Astrofísica, por brindarme un lugar donde desarrollar esta tesis.

A la Dra. Aina Palau Puigvert por permitirme ser parte de este proyecto, por su infinita paciencia y por transmitirme sus conocimientos.

Al Dr. Luis Zapata, Dr. Carlos Carrasco, Dra. Adriana Gazol y al Dr. Sinhué Orozco por ser parte de mi mesa de jurado y tomarse el tiempo de revisar mi trabajo, hacer sus comentarios y mejorarla hasta la versión final.

Al Departamento de Servicios Escolares de la ENES por todo el proceso del papeleo y su dedicación hacia éste.

## Dedicatoria

A mis padres, por brindarme todo su apoyo y amor incondicional. Por darme las herramientas para llegar a este momento tan importante en mi carrera. Todos mis logros también son suyos.

A Laura por ayudarme con las correcciones y con la ortografía de esta tesis. Por ser una excelente compañera de vida, apoyarme con todos mis proyectos, darme consejos y su amor incondicional.

A toda mi familia y amigos que han sido parte fundamental a lo largo de mi vida y que no me alcanza para dedicarles un renglón, a cada uno de ustedes, muchas gracias.

## Agradecimientos personales

A los profesores que contribuyeron en mi formación profesional durante todos mis años escolares.

A mi abuelita “Coco” por platicarme sus experiencias y enseñarme de la vida, por creer en mí y echarme porras en todo lo que hago.

A mis amigos de carrera: Alexander, por esa organización en los Primavera Fest y Día de la Independencia, y por cocinar la mejor tinga de este mundo; César por enseñarme a ser disciplinado en el estudio; Ricardo por su sabiduría; Itzayana por apoyarme con todas mis locuras, ser mi psicóloga y darme los mejores consejos de mi vida; Carmen por hacerme reír siempre y ser una hermosa persona; Denise por su bondad y amor hacia cualquier ser vivo de este planeta; Osiris por ser el hombre experimentado y que le transmite conocimiento a todos a su alrededor; a David por darme un colchón siempre que fue requerido, por su sinceridad, nobleza y humildad; al Señor Andrés por siempre tener interesantes temas de conversación y por ser una persona muy sencilla. Y a mis amigos de especialidad: Joshua por brindarme su casa para descansar, por siempre demostrar amor y cariño con sus amigos, por apoyarme con las tareas, por sus chistes en inglés (muy malos por cierto) y su risa incomparable; a Jairo, por ser uno de los seres que piensa más rápido y resuelve problemas que he conocido, sin ti, las clases no hubieran sido lo mismo.

A mis tías Enoé, Brenda y Edith, que siempre me han enseñado que en la vida puedes lograr lo que te propongas. A mi tío Pablo y Ángel, sin sus clases de matemáticas, no hubiera podido estar aquí. A mis primos José Luis por enseñarme a ser dedicado con el estudio y por sus enseñanzas en música; a Jesús por esa sencillez y forma de pensar tan bonita que transmite seguridad y buenas vibras. A Paulina por su dedicación y esfuerzo al estudio. A Aurora por su disciplina.

A Esmeralda, por ayudarme con las correcciones, tips de LaTeX y demás tecnicismos de esta tesis.



# Resumen

Las enanas marrones (de ahora en adelante EM's) son objetos subestelares cuya masa es demasiado pequeña ( $<0.075M_{\odot}$ ) como para mantener la fusión de hidrógeno en su núcleo. Actualmente hay dos grandes escenarios posibles que tratan de explicar su formación en regiones de formación de estrellas de baja masa. Por un lado, se han propuesto modelos en los que las EM's se forman como una versión a escala de las estrellas de baja masa. Por otro lado, se ha propuesto que la eyección de objetos subestelares, de un núcleo denso fragmentado, o también de un disco circunestelar, podría ser un mecanismo factible e importante para la formación de las EM's.

Una forma muy prometedora de distinguir entre los diferentes modelos de formación es la búsqueda de EM's en las primeras etapas de formación, conocidas como pre-EM's y proto-EM's. Si las enanas marrones se forman como una versión a escala de los objetos de baja masa, deberíamos encontrar objetos subestelares sumergidos en envolturas extendidas y caracterizadas por una fuerte acreción y un importante flujo de material eyectado, que siguen las tendencias encontradas para las estrellas jóvenes de baja masa. Aunque se han llevado a cabo muchas búsquedas de pre-EM's y proto-EM's, tan sólo un puñado parecen ser buenos candidatos (ejemplo: Palau et al. 2014, André et al. 2012 y Lee et al. 2013, 2018).

En este trabajo se ha estudiado una pequeña región de Tauro, donde Palau et al. (2012) encontraron, utilizando principalmente antenas únicas, dos fuentes submilimétricas, una candidata a pre-EM, conocida como J041757NE, y otra candidata a proto-EM, conocida como J041757B, pero no se pudieron confirmar.

Presentamos observaciones de estos dos candidatos a pre-EM y proto-EM de Tauro con el interferómetro Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy (CARMA), ubicado en California, que observó en dos bandas, a 3 mm y 1 mm, incluyendo las líneas moleculares de  $^{13}\text{CO}(1-0)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ ,  $\text{CS}(2-1)$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ ,  $\text{CO}(2-1)$ ,  $^{13}\text{CO}(2-1)$  y  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ . Para ambos candidatos se generó y analizó el continuo a 1 mm y 3 mm, así como los mapas de canales de cada línea molecular, se analizaron los espectros y se generaron momentos cero que permitieron estudiar la morfología y distribución de cada línea molecular.

En J041757NE se detectó emisión de  $^{13}\text{CO}(1-0)$ ,  $^{13}\text{CO}(2-1)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  y  $\text{CS}(2-1)$ , así como un objeto muy compacto en el continuo a 3 mm al sureste de la emisión detectada con el CSO a  $350\mu\text{m}$  por Palau et al. (2012), al que llamamos J041757NE-MM1. Con la emisión del continuo a 1.3 mm se detectaron marginalmente tres fuentes compactas cerca de J041757NE-MM1 a las que llamamos A, B y C. Además se encontraron indicios de un flujo molecular impulsado por J041757NE-MM1, tanto en  $^{13}\text{CO}(2-1)$  como en  $^{13}\text{CO}(1-0)$ . Por lo tanto, a partir de este trabajo se sugiere que la fuente inicialmente clasificada como pre-EM en realidad es un candidato a proto-EM.

Para J041757B se encontró que esta fuente es parte del filamento detectado en  $^{13}\text{CO}(2-1)$



que une J041757NE con el filamento principal de Tauro, conocido como "B213". Además se encontró emisión de  $^{13}\text{CO}(1-0)$  claramente asociada con J041757B, así como emisión bipolar de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  con una estructura centrada en J041757B, posiblemente asociada a un flujo molecular. Se encontró emisión de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  que podría estar asociada a una estructura de disco en rotación alrededor de J041757B, para la que se estimó una masa dinámica de  $43 M_{\text{Jup}}$ . Por tanto, los datos presentados en esta tesis parecen apoyar la hipótesis de que J041757B es efectivamente una proto-EM.

Finalmente se calcularon los parámetros de los dos flujos moleculares para las dos proto-EM's estudiadas aquí, y se graficaron estos resultados en la relación tasa del momento del flujo *vs* luminosidad bolométrica, bien conocida para los objetos estelares jóvenes. Se ajustó una regresión lineal con datos de objetos estelares jóvenes de la literatura, y se encontró que los dos objetos estudiados aquí parecen seguir la tendencia encontrada para los objetos estelares jóvenes pero para luminosidades bolométricas un orden de magnitud menores. Por tanto, al menos en esta pequeña región de Tauro, parece que las dos proto-EM's estudiadas son consistentes con una formación a escala de las estrellas de baja masa.

# Abstract

Brown Dwarfs (BD's for now on) are substellar objects whose mass is too low ( $<0.075M_{\odot}$ ) to sustain hydrogen fusion in their core. Currently there are two large possible scenarios that try to explain their formation in low-mass star forming regions. On the one hand, models have been proposed in which BD's are formed as a scaled version of low-mass stars. On the other hand, it has been proposed that the ejection of substellar objects, of a dense fragmented nucleus, or also of a circumstellar disk, could be a feasible and important mechanism for the formation of BD's.

A very promising way to distinguish between the two different formation scenarios is their search of BD's in the early stages of formation, known as pre-BD's and proto-BD's. If BD's form as a scaled version of low-mass objects, we should find substellar objects embedded in extended envelopes and characterized by a strong accretion and a significant flow of ejected material, which follow the trends found for young stars of low-mass. Although many pre-BD's and proto-BD's searches have been conducted, only a handful appear to be good candidates (Palau et al. 2014, André et al. 2012 y Lee et al. 2013, 2018).

In this work a small region of Taurus has been studied, where Palau et al. (2012) found, using mainly single antennas, two submillimeter sources, one being a pre-BD candidate, known as J041757NE, and the other being a proto-BD candidate, known as J041757B, but none of them was confirmed.

We present observations of these two Taurus pre-BD and proto-BD candidates with the Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy (CARMA) interferometer, located in California, which observed in two bands, at 3 mm and 1 mm, including the molecular lines of  $^{13}\text{CO}(1-0)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ ,  $\text{CS}(2-1)$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ ,  $\text{CO}(2-1)$ ,  $^{13}\text{CO}(2-1)$  y  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ . For both candidates, the continuum at 1 mm and 3 mm was generated and analyzed and zero moments were generated that allowed to study the morphology and distribution of each molecular line.

In J041757NE, the emission of  $^{13}\text{CO}(1-0)$ ,  $^{13}\text{CO}(2-1)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  and  $\text{CS}(2-1)$  was detected, as well as a very compact object in the continuum at 3 mm to the southeast of the emission detected with the CSO at  $350\ \mu\text{m}$  by Palau et al. (2012), which we call J041757NE-MM1. With the emission of the continuum at 1.3 mm, three compact sources were marginally detected near J041757NE-MM1 which we call A, B and C. In addition, indications of a molecular flux driven by J041757NE-MM1 were found, both in  $^{13}\text{CO}(2-1)$  and  $^{13}\text{CO}(1-0)$ . Therefore, from this work it is suggested that the source initially classified as pre-BD is actually a proto-BD candidate.

For the J041757B case, it was found that this source is part of the filament detected in  $^{13}\text{CO}(2-1)$  that joins J041757NE with the main filament of Taurus, known as "B213". Furthermore,  $^{13}\text{CO}(1-0)$  emission was clearly associated with J041757B, as well as bipolar emission of  $^{13}\text{CO}(2-1)$  with a structure centered on J041757B, possibly associated with a molecular outflow. Compact emission of  $^{13}\text{CO}(2-1)$  could be associated with a rotating disk structure around

J041757B, for which a dynamic mass of  $43 M_{\text{Jup}}$  was estimated. Therefore, the data presented in this thesis seem to support the hypothesis that J041757B is indeed a proto-BD.

Finally, the parameters of the two molecular outflows were calculated for the two proto-BD's studied here, and these results were plotted in the momentum rate *vs* bolometric luminosity relation, well known for young stellar objects. A linear regression was fitted with data from young stellar objects from the literature, and it was found that the two objects studied here seem to follow the trend found for young stellar objects but for bolometric luminosities an order of magnitude smaller. Thus, at least in this small region of Taurus, it appears that the two proto-BD's studied are consistent with a scaled-down formation of low-mass stars.

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Formación de estrellas de baja masa . . . . .	2
1.2. Mecanismos de formación de las EM's . . . . .	6
1.2.1. Fragmentación turbulenta . . . . .	6
1.2.2. Fragmentación gravitacional y fragmentación de filamentos . . . . .	7
1.2.3. Eyección dinámica de fragmentos de discos protoestelares . . . . .	8
1.2.4. Eyección dinámica prematura de embriones estelares . . . . .	8
1.3. Antecedentes . . . . .	9
1.3.1. Descubrimiento de la proto-EM J041757B en el filamento B213 de Tauro	10
1.3.2. La controversia: ¿pertenece realmente J041757B a Tauro? . . . . .	11
1.3.3. Si J041757B es una galaxia, hay observaciones difíciles de explicar . . . . .	12
1.4. Objetivos . . . . .	17
<b>2. Metodología</b>	<b>19</b>
2.1. Radioastronomía . . . . .	19
2.1.1. Radiotelescopios . . . . .	19
2.1.2. Interferómetros . . . . .	20
2.2. Transporte radiativo . . . . .	23
2.2.1. Temperatura de línea, líneas en emisión y absorción . . . . .	23
2.2.2. Emisión térmica del polvo . . . . .	24
2.3. El interferómetro CARMA . . . . .	25
2.4. Obtención y calibración de datos . . . . .	27
2.4.1. Observaciones a 3 mm . . . . .	27
2.4.2. Observaciones a 1 mm . . . . .	27
2.5. Procesamiento de datos . . . . .	28
2.6. Obtención de imágenes limpias del continuo y de las transiciones moleculares . . . . .	29
2.6.1. Procedimiento general para la obtención de imágenes a partir de las visibilidades . . . . .	29
2.6.2. Procedimiento específico para obtener imágenes limpias aplicado en este trabajo . . . . .	31
2.6.3. Inspección de los mapas de canales y obtención de espectros . . . . .	34
2.6.4. Momentos Cero . . . . .	35
<b>3. Resultados</b>	<b>37</b>
3.1. Continuo a 3 mm . . . . .	37
3.2. Continuo a 1.3 mm . . . . .	38
3.3. Transiciones moleculares . . . . .	39
3.3.1. $^{13}\text{CO}(1-0)$ . . . . .	39
3.3.2. $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ . . . . .	40
3.3.3. $\text{CS}(2-1)$ . . . . .	40

3.3.4.	$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$	41
3.3.5.	$\text{CO}(2-1)$	42
3.3.6.	$^{13}\text{CO}(2-1)$	43
3.3.7.	$\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$	44
3.4.	Espectros	45
3.4.1.	J041757B	46
3.4.2.	J041757NE	47
3.4.3.	J041757NE-MM1	48
3.5.	Momentos cero	49
3.5.1.	$^{13}\text{CO}(1-0)$	49
3.5.2.	$\text{CS}(2-1)$	50
3.5.3.	$\text{CO}(2-1)$	51
3.5.4.	$^{13}\text{CO}(2-1)$	51
3.5.5.	$\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$	53
<b>4.</b>	<b>Análisis</b>	<b>55</b>
4.1.	Distancia a J041757B	55
4.2.	J041757B: ¿una proto-EM impulsando un flujo molecular?	55
4.3.	J041757NE-MM1: ¿una nueva proto-EM impulsando un flujo molecular?	61
<b>5.</b>	<b>Discusión</b>	<b>65</b>
<b>6.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>67</b>
<b>A.</b>	<b>Tareas en CASA</b>	<b>73</b>
<b>B.</b>	<b>Comandos utilizados para cada transición</b>	<b>75</b>
<b>C.</b>	<b>Glosario</b>	<b>77</b>

# Capítulo 1

## Introducción

Las Enanas Marrones (EM's) se definen como objetos subestelares cuya masa es menor que la masa límite de combustión del hidrógeno de  $0.075 \pm 0.005 M_{\odot}$ . El valor preciso del límite de combustión depende de la composición del gas que forma la EM. Al no combustionar hidrógeno, las EM's siguen el proceso de contracción gravitacional hasta que éste es detenido por la presión de degeneración de los electrones. En cambio, los procesos que determinan la masa de una estrella, como es la formación de un primer núcleo hidrostático (los detalles se dan más abajo), se dan a densidades de  $\lesssim 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$  y temperaturas de  $\lesssim 100 \text{ K}$ , es decir, mucho antes de que la materia condensada alcance las densidades y temperaturas a las que la degeneración de los electrones pueda tener alguna influencia.

El rango de masas de las EM's va de  $0.003$  a  $0.075 M_{\odot}$ . La masa mínima para la formación de estrellas es de  $\sim 0.003 \pm 0.001 M_{\odot}$ , que es la masa gravitacionalmente más pequeña que puede enfriarse radiativamente en una escala de tiempo dinámico, mejor conocido como el límite de opacidad; es el fragmento más pequeño que no puede dividirse gravitacionalmente en fragmentos aún más pequeños y, por lo tanto, es mucho más pequeño que el límite de combustión de hidrógeno. Teniendo en cuenta esta definición, las EM's incluyen objetos por debajo del límite de combustión de deuterio, que es  $\sim 0.0125 \pm 0.005 M_{\odot}$ . Entonces, el límite de opacidad ( $0.003 M_{\odot}$ ) para la formación de estrellas proporciona la masa mínima para una EM y, por otro lado, el límite de combustión de hidrógeno ( $0.075 M_{\odot}$ ) proporciona la masa máxima para una EM.

La existencia de las EM's fue predicha en los años 60's por Hayashi y Nakano (1963), y Kumar (1963), pero no se descubrieron hasta dos décadas después. El objeto *GD165 B* fue descubierto en compañía de una enana blanca. Este objeto fue el primer miembro conocido de clase espectral *L* de enanas frías ( $T_{eff} = 1500 - 2500 \text{ K}$ ) y que podría ser tanto una estrella de muy baja masa como una EM, con lo cual su naturaleza quedó ambigua. El primer ejemplo claro de una EM fue la compañera de *Gl229*, conocida como *Gl229 B*, donde se detectó absorción de metano (característico de objetos fríos y no de estrellas), estableciendo firmemente que era muy frío para ser una estrella. Pero el descubrimiento que revolucionó el mundo de las EM's fue la identificación de *PPl 15* y *Teide 1* como candidatos prometedores a EM's en el cúmulo abierto de las Pléyades. Estos dos objetos fueron confirmados como objetos subestelares gracias a la detección de litio en absorción, y se consideran las primeras EM's no ligadas a ningún objeto más masivo (Stauffer et al. 1994, Rebolo et al. 1995). De ahí surgió la pregunta que motiva hasta hoy miles de investigaciones: ¿cómo pueden formarse los objetos subestelares que hoy encontramos no ligados a ningún objeto estelar?

Si las EM's se formaran como las estrellas, deberían ser el resultado de la fragmentación de las nubes moleculares. Esta fragmentación viene dada, en primera aproximación, por la

inestabilidad de Jeans, que ocurre cuando la presión interna en un núcleo denso no es lo suficientemente alta como para evitar que se produzca un colapso gravitacional. Siguiendo este criterio (ver detalles más abajo) y dadas las condiciones físicas típicas de los núcleos densos de las nubes moleculares, de densidades de  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  y temperaturas de 10–20 K, se esperan fragmentos pre-estelares de  $\sim 1 M_{\odot}$ , lo cual está muy arriba de las masas subestelares. Es por esta razón que se han propuesto en la literatura varios modelos para explicar la formación de las EM's. Antes de presentar estos modelos daremos una breve explicación de cómo se forma una estrella.

## 1.1. Formación de estrellas de baja masa

El proceso de formación estelar comienza con la fragmentación de los núcleos densos (condensaciones con temperaturas típicas de 10 K y densidades arriba de  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) de las nubes moleculares (ver Figura 1.1). Como se mencionó en párrafos anteriores, Jeans (1902) estudió la propagación de perturbaciones en un medio gaseoso y encontró que, si en un medio se genera una perturbación que provoca un aumento en la densidad, ésta se disipará, a no ser que la región donde se produjo la perturbación sea lo suficientemente masiva como para que domine la fuerza de autogravitación. En este caso esta región aumentaría aún más su densidad, de manera que entraría en colapso gravitatorio. La masa de Jeans crítica para el caso de un núcleo denso esférico a temperatura  $T_k$  y densidad  $n$ , es

$$\left[ \frac{M_J}{M_{\odot}} \right] = 5 \left[ \frac{T_k}{\text{K}} \right]^{3/2} \left[ \frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right]^{-1/2}, \quad (1.1)$$

y el radio correspondiente se llama *radio de Jeans*, el cual se puede calcular como  $R_J = 9 \left( \frac{T}{n} \right)^{1/2}$ , donde  $T$  es la temperatura en kelvins y  $n$  es la densidad de la nube en metros cúbicos.

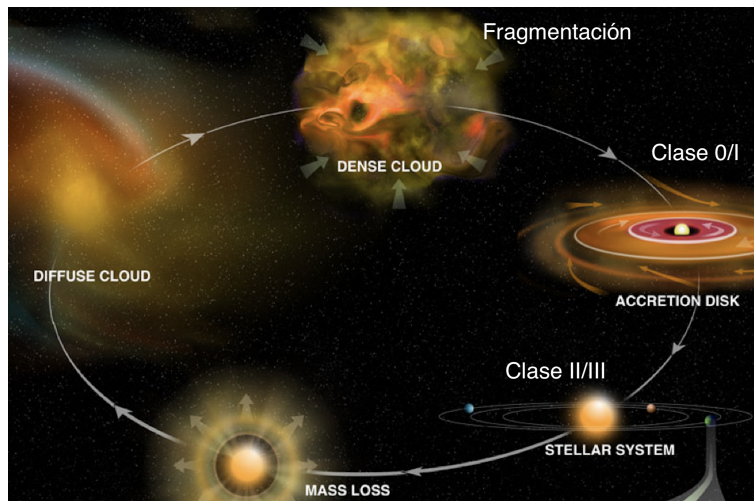


Figura 1.1: Ilustración del proceso de fragmentación de una nube molecular, formación de la estrella pasando por las etapas de Clase 0/I y Clase II/III, y retorno del material estelar al medio interestelar. Tomado de Van Der Tak (2012).

Siguiendo con los cálculos de Larson (1969), la evolución de una nube con masa inicial de  $1 M_{\odot}$  se desarrolla de la siguiente manera (Estalella & Anglada 1999):

- (i) **Colapso isotérmico.** En un inicio el colapso es isotérmico porque la energía que se generó en el proceso de compresión gravitatoria es radiada en el infrarrojo lejano, ya que el

material es inicialmente transparente a esta radiación. A pesar de que la densidad inicial es uniforme, ésta aumenta rápidamente en el centro, marcándose esta diferencia a medida que avanza el proceso.

- (ii) **Formación del primer núcleo central.** Cuando la densidad del centro llega a  $\sim 10^{-13}$  g cm<sup>-3</sup> el colapso deja de ser isotérmico. El material se vuelve opaco y la energía no es radiada, aumenta la temperatura más rápido que la densidad, deteniéndose así el colapso y formando un núcleo central, cerca del equilibrio hidrostático.
- (iii) **Colapso del primer núcleo.** El primer núcleo se va calentando debido a la compresión y la energía liberada en el frente de choque en su superficie. El núcleo se mantiene cerca del equilibrio hidrostático hasta que la temperatura alcanza  $\simeq 2000$  K, temperatura a la que se produce la disociación de hidrógeno molecular consumiendo energía y provocando, por tanto, el colapso del núcleo. El colapso se desarrolla mucho más rápidamente que el de toda la nube ya que se inicia con una densidad más alta. Los cálculos sugieren la formación de un segundo núcleo hidrostático, más pequeño. Durante un breve intervalo de tiempo, conviven los dos núcleos, con dos frentes de choque. Finalmente, el núcleo exterior desaparece cuando toda su masa cae sobre el núcleo interior, que se conoce como protoestrella.
- (iv) **Fase de acreción.** En esta fase sólo queda el núcleo protoestelar hidrostático y una envolvente cayendo en caída libre sobre él, ya que la presión es despreciable en comparación con la gravedad. La luminosidad de la protoestrella procede de la energía cinética del material que cae, convertida en radiación UV en el frente de choque. La radiación es absorbida por los granos de polvo de la envolvente, éstos reemiten en el infrarrojo, por lo que la protoestrella durante esta fase es invisible en el óptico, en cambio, es una fuente muy brillante en el infrarrojo. Mientras va creciendo la masa del núcleo, va aumentando la velocidad del material que cae sobre él, y de esta manera va aumentando la luminosidad de la protoestrella.
- (v) **Evolución pre-secuencia principal.** Cuando la mayor parte de la envolvente ha sido acretada, se vuelve transparente y el núcleo se hace visible. En esta etapa, la energía cinética del material acretado es despreciable y la luminosidad proviene de la contracción casi hidrostática del núcleo. Según el teorema del virial, la mitad de la energía gravitatoria generada es usada en calentar al objeto pre-secuencia principal y la otra mitad es radiada. La contracción sigue hasta que inician las reacciones de fusión termonuclear del hidrógeno y el objeto alcanza la secuencia principal, convirtiéndose así, en una estrella.

Este esquema es descrito para el caso de  $1 M_{\odot}$ , pero es similar para todas las estrellas de baja masa ( $M < 3 M_{\odot}$ ).

**Clasificación de los objetos estelares jóvenes.** Estos objetos emiten una parte importante de su energía luminosa en el infrarrojo, ya que el polvo en la envoltura circundante absorbe y reemite la energía radiada por el objeto estelar, conservando una relación entre el estado evolutivo y la distribución espectral de energía. Según la distribución espectral de energía (Figura 1.2), y en particular de la pendiente  $\alpha = -d \log(\nu F_{\nu}) / d \log \nu$  de la distribución en el infrarrojo, entre 2.2 y 100  $\mu\text{m}$ , los objetos estelares jóvenes de baja masa se agrupan en varias clases que corresponden a su estado evolutivo, de acuerdo con los modelos de evolución protoestelar (ver Figura 1.3).

*Objetos de Clase 0.* Esta clase está compuesta por objetos muy jóvenes cuya distribución espectral se ajusta a la de un cuerpo negro a una única temperatura muy baja ( $\sim 20 - 30$  K).



Esto quiere decir que se ve sólo la envolvente fría de gas en caída, no se ve el núcleo central. Estos objetos están rodeados de una gran cantidad de material de la envolvente protoestelar inicial y se encuentran en plena fase de acreción, que típicamente ocurre a través de un disco. Por esta razón, los objetos de Clase 0 también están asociados a flujos moleculares potentes o chorros térmicos de radio.

*Objetos de Clase I.* Estos objetos tienen una distribución de energía más ancha que la de un cuerpo negro y se caracterizan por tener una pendiente positiva ( $0 < \alpha \leq 3$ ) en la distribución espectral. Esto sugiere la presencia de una gran cantidad de polvo circunestelar que hace que la emisión sea importante a longitudes de onda largas. Habitualmente hay que asumir gradientes de temperatura en la envoltura para poder reproducir las distribuciones espectrales de energía de los objetos de Clase I. Estos objetos suelen estar asociados también a flujos moleculares más energéticos que los de las clases siguientes porque se espera que obtengan gran parte de su luminosidad de la materia acretada.

*Objetos de Clase II.* Estos objetos también tienen una distribución de energía más ancha que la de un cuerpo negro pero con valores negativos de  $\alpha$ ,  $-2 < \alpha \leq 0$ . Esto indica que están rodeados de menos polvo circunestelar que los objetos de Clase I. La mayoría de estos objetos son detectables en el visible e infrarrojo. A esta clase pertenecen las estrellas pre-secuencia principal con un disco circunestelar.

*Objetos de Clase III.* Se caracterizan por tener valores muy negativos de  $\alpha$ ,  $-3 < \alpha \leq -2$ . Su distribución de energía es similar a la de un cuerpo negro a una sola temperatura alta (unos 5000 K), lo que indica que la emisión se origina en la fotosfera del objeto. Son objetos que se detectan en el visible y poseen muy poco polvo circunestelar. En esta clase están las estrellas de la secuencia principal y las estrellas pre-secuencia principal del tipo T Tauri "desnudas", llamadas así por haber perdido la mayor parte del polvo circunestelar.

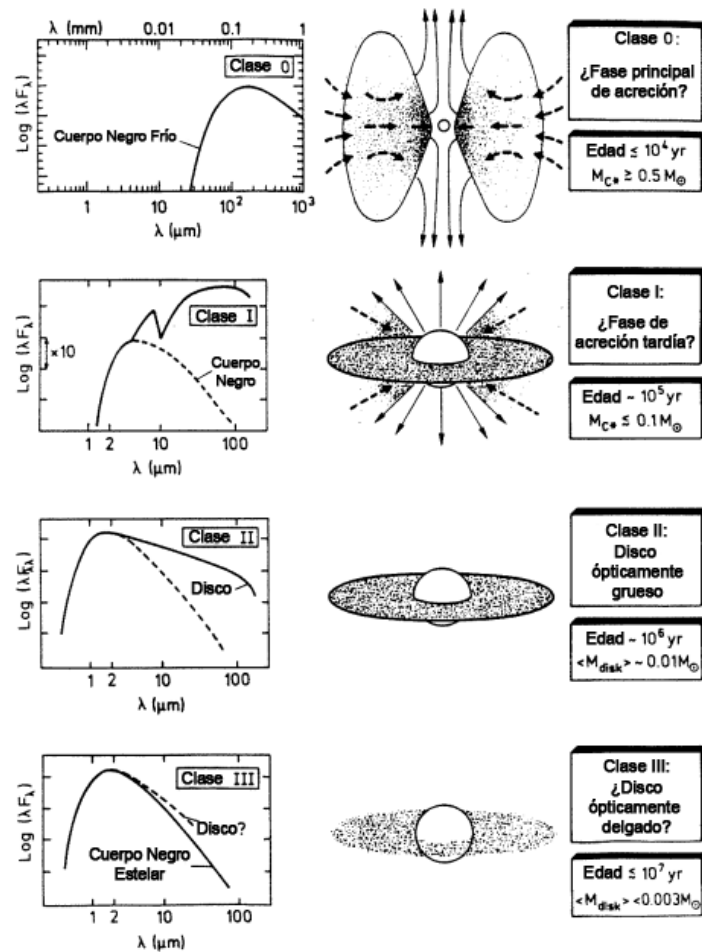


Figura 1.2: Distribución espectral característica y representación esquemática del estado evolutivo de los objetos de clase I, II y III, así como de la propuesta clase 0. Tomada de Estalella & Anglada (1999). Modificada al español para este trabajo.

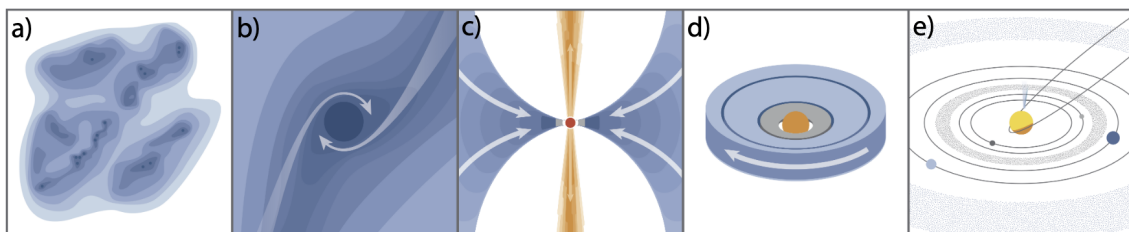


Figura 1.3: Ilustración de las diferentes etapas de formación de las estrellas de baja masa. **a:** Las estrellas se forman en los núcleos densos de las nubes moleculares, como resultado de su fragmentación. **b:** Uno de los fragmentos empieza a colapsar debido a su propia gravedad. **c:** El centro del fragmento comienza a calentarse formando una protoestrella. El material remanente de la nube se sigue acretando, a través de un disco, el cual se forma debido al momento angular de la nube. En esta etapa es donde se generan los chorros de material y flujo molecular. Esta etapa corresponde a los objetos Clase 0/I. **d:** La estrella pre-secuencia principal se queda con un disco circunestelar. Esta etapa corresponde a los objetos Clase I/II. **e:** El material del disco es prácticamente acretado o dispersado en su totalidad y la estrella queda desnuda. Esta etapa corresponde a los objetos Clase III. Tomada de Öberg y Bergin (2020).

Es importante comentar que los núcleos o fragmentos que comienzan a colapsar pero aún no forman el primer núcleo hidrostático se conocen como “núcleos pre-estelares” o “pre-EM’s” para el caso de las EM’s (por ejemplo: André et al. 2012). Las EM’s con características observacionales parecidas a los objetos estelares jóvenes de Clase 0/I se conocen como “proto-EM’s”

(por ejemplo: Palau et al. 2014; Lee et al. 2018)

## 1.2. Mecanismos de formación de las EM's

Una vez presentado el proceso de formación de las estrellas, se explican a continuación los modelos más debatidos en la literatura para explicar la formación de las EM's, basándonos en los artículos de Chabrier et al. (2014) y Whitworth (2018).

Hay dos grandes grupos de modelos de formación de EM's: los que predicen una formación a escala de las estrellas de baja masa (secciones 1.2.1 y 1.2.2), y los que involucran eventos de interacción dinámica y posterior eyección de varios objetos (secciones 1.2.3 y 1.2.4).

### 1.2.1. Fragmentación turbulenta

En el modelo de fragmentación turbulenta (Padoan y Nordlund 2002, 2004), la turbulencia a gran escala en la nube hace que las estrellas se formen a partir de dos o más flujos turbulentos que colisionan y forman los núcleos pre-estelares. Las densidades más altas logradas en este caso permiten formar núcleos pre-estelares de muy baja masa (por la fragmentación de Jeans, Ecuación 1.1). Aunque esta teoría explica los espectros de masa observados para los núcleos pre-estelares, y el hecho de que la función de masa inicial está ligada a las condiciones de la nube molecular (densidad media, temperatura), el problema principal con este escenario es su baja efectividad para dar una población significativa de EM's aisladas. La formación de EM's por fragmentación turbulenta requiere presiones muy altas, lo que significa choques de flujos con densidades y velocidades muy grandes.

Hay otras complicaciones con este modelo. Por ejemplo, es necesario que los flujos de gas en colisión converjan en un punto desde todas las direcciones, lo cual es muy poco probable. Si no es así, el gas comprimido tiende a no condensarse en densidades altas y más bien se dispersa.

Otro problema con este modelo es que predice que para cada núcleo de baja masa que colapsa para formar una estrella, hay muchos más que se dispersan. Para una masa de  $0.03 M_{\odot}$ , deben existir al menos 30 núcleos que no se condensaron como EM's por cada uno que sí lo hace. Observacionalmente aún no se han detectado núcleos de muy baja masa en números suficientes para verificar las estadísticas (Whitworth, 2018).

Hay un problema más, y es que habría discrepancias para explicar la función de masa inicial si los núcleos se fragmentaran en muchos objetos más pequeños, como sugiere este modelo. Sin embargo, simulaciones han demostrado que dicha fragmentación ha de ser menor ya que los campos magnéticos reducen drásticamente el proceso de fragmentación (por ejemplo, Commercon et al. 2011), lo cual es consistente con observaciones recientes (Añez-López et al. 2020, Palau et al. 2021). Esto sugiere que al menos para la mayor parte del espectro de masas estelares, los núcleos pre-estelares no se fragmentan en muchos objetos.

### 1.2.2. Fragmentación gravitacional y fragmentación de filamentos

En esta parte consideramos la formación de EM's en los filamentos que alimentan la materia a un cúmulo estelar en formación. Bate et al. (2002) y Bonnell et al. (2008) sugieren, basándose en simulaciones numéricas de una nube turbulenta de formación estelar, que las EM's se pueden formar en las estrías de los filamentos principales que llevan material al centro de los cúmulos estelares. Las altas densidades en los filamentos se alcanzan por el material en caída en todas las direcciones al centro del cúmulo. Debido a que estas EM's llegan tarde, ya hay estrellas masivas en el cúmulo central. Además, las EM's tienden a llegar con gran velocidad en relación con el grupo, por lo tanto, pasan directamente por el centro del grupo y salen por el otro lado. Si llegan a interactuar con estrellas individuales en el centro del cúmulo, es muy posible que salgan con una velocidad mucho mayor que con la que ingresaron y, como consecuencia, no acumulan mucho material extra y es probable que permanezcan por debajo del límite de combustión de hidrógeno. Esto se ve acentuado por las fuerzas de marea entre las diferentes estructuras. Estas simulaciones incluyen la llamada *fragmentación limitada por opacidad* y muestran una eficiente formación de EM's. Aquí el problema sería evitar una formación excesiva de estos objetos mediante la incorporación de transferencia radiativa para que el modelo del calentamiento del gas por el choque de acreción en la superficie del núcleo hidrostático sea adecuado. Esto se incluye en Bate (2012), donde se reporta una proporción entre estrellas y EM's muy consistente con las observaciones.

El modelo de Bonnell et al. (2008) y Bate (2012) es muy consistente con el escenario del colapso jerárquico global propuesto por Vázquez-Semadeni (2019). Vázquez-Semadeni et al. (2019) hacen una recapitulación del artículo de Hoyle (1953) en el que se menciona que la masa mínima para que las EM's se formen por este mecanismo estaría determinado por el momento en el cual el gas colapsado se vuelve lo suficientemente denso para ser ópticamente grueso, y pasa de un régimen casi isotérmico a uno casi adiabático. Esta masa mínima, concluye Hoyle, estaría en  $\sim 0.3-1.5 M_{\odot}$ . Estudios posteriores obtienen una masa mínima menor, de  $\sim 0.01 M_{\odot}$ . Mientras que cálculos mejorados tomando en cuenta otros factores (ver sección 6.1 de Vázquez-Semadeni et al. 2019) llegan a un valor de  $\sim 3 \times 10^{-3} M_{\odot}$ . En este escenario, así como en las simulaciones de Bate (2012), los filamentos constituyen el propio flujo de acreción hacia los cúmulos en formación. Ya que los filamentos pueden extenderse hasta decenas de pársecs, los movimientos de acreción también se extienden a estas escalas, aunque con una estructura extremadamente anisotrópica.

Finalmente, Vázquez-Semadeni et al. (2019) señalan que la formación de estrellas secundarias que ocurre en los núcleos formados a lo largo de los filamentos y sus estrías debe implicar tasas de acreción local más bajas y que su suministro de gas puede verse interrumpido por la retroalimentación de los núcleos principales cercanos que están formando estrellas masivas. Por lo tanto, los colapsos secundarios que ocurren en los filamentos son consistentes con las sugerencias de que la formación de EM's puede requerir una formación secundaria en la periferia de los principales centros de formación de estrellas. Debido a la baja masa de las pre-EM's, el gas en caída es atraído por los objetos más masivos. Por otro lado, no es común que se formen EM's fuera de los filamentos porque se requiere una densidad alta, para que la masa de Jeans alcance valores subestelares.

La teoría de cómo se fragmentan los filamentos dinámicos es muy compleja. El escenario descrito anteriormente se complica por el hecho de que los filamentos están acumulando masa de su entorno, y al mismo tiempo la masa en un filamento está cayendo hacia el centro del cúmulo. Para analizar la estabilidad del filamento, se deben tomar en cuenta varios factores

como la presión y la gravedad propia del gas en el filamento, la presión ram de la materia que se acreta hacia el filamento, así como las fuerzas de marea ejercidas entre el filamento y las estructuras cercanas a él. Cálculos teóricos muestran que para que se formen EM's por este mecanismo es necesario que los filamentos acreten material a densidades altas ( $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) y a una velocidad alta (del orden de km/s). Hasta la fecha, hay muchos estudios enfocados en medir estas propiedades de los filamentos y parecen ser consistentes con los requerimientos de los modelos (por ejemplo: Shimajiri 2019; Chen & Mundy 2020; Sepúlveda et al. 2020).

### 1.2.3. Eyección dinámica de fragmentos de discos protoestelares

Aquí se consideran las circunstancias bajo las cuales un disco protoestelar alrededor de una estrella primaria se fragmenta (Whitworth 2018), formando compañeras secundarias de baja masa. La fragmentación del disco sólo es probable que ocurra en las partes externas de los discos protoestelares. Dicha fragmentación del disco conduce, con mayor frecuencia, a la formación de más de una compañera de baja masa, y las interacciones entre compañeras tenderán a expulsar a algunas, mientras que otras se dispersan en el disco interno. Esta teoría podría explicar la población de EM's flotando libremente puesto que, si se expulsan con bastante rapidez, no tienen el tiempo suficiente para acretar más materia, así que retienen sus masas iniciales y de esta manera quedan flotando libremente con masas subestelares. Por el contrario, las compañeras que permanecen en el disco, acumularán materia del disco y migrarán hacia adentro, convirtiéndose en compañeras secundarias de la estrella primaria.

Para que un disco se vuelva gravitacionalmente inestable y forme compañeras secundarias, el disco debe ser lo suficientemente masivo, extendido y frío. Hay algunos modelos que predicen la formación de EM's bajo estas circunstancias (Stamatellos et al. 2007; Stamatellos y Whitworth 2009; Stamatellos et al. 2011; Lomax et al. 2014, 2015, 2016). Sin embargo, estas simulaciones carecen de un ingrediente importante: el campo magnético. Y es que varios estudios han demostrado que los campos magnéticos evitan un crecimiento significativo de masa y estabilizan el disco, lo que hace difícil la fragmentación. Además de que estas simulaciones son puramente hidrodinámicas, no queda claro si los fragmentos que se forman en el disco se pueden enfriar rápidamente como para formar objetos ligados, ni si estos objetos pueden sobrevivir a movimientos turbulentos, o si no migrarán rápidamente hacia el interior del disco.

Otras restricciones son observacionales, por ejemplo, si este mecanismo fuera el que predomina, la mayoría de los objetos de Clase 0 deberían tener discos masivos, lo cual no está respaldado por las observaciones (por ejemplo: Law, Ricci et al. (2017); Maret et al. (2020); Andrews et al. (2021)). Así pues, los discos observados propensos a la fragmentación parecen ser escasos.

### 1.2.4. Eyección dinámica prematura de embriones estelares

Aquí consideramos la formación de EM's cuando los embriones estelares son expulsados prematuramente de sus grumos o núcleos donde nacieron y, como consecuencia, la acumulación de material se termina antes de que hayan crecido hasta una masa suficiente para fusionar hidrógeno (Reipurth & Clarke 2001). En este escenario las EM's son el resultado de la formación de embriones estelares de  $\sim 1 M_{\text{Jup}}$ , que se forman por la fragmentación de un grumo o núcleo denso, donde se forma un pequeño número de objetos estelares jóvenes y las interacciones entre

estos conducen a la expulsión de las menos masivas y así permanecen subestelares.

Chabrier et al. (2014) menciona que las simulaciones de esta teoría son cuestionables para la mayoría de nubes moleculares de la Vía Láctea debido a que las simulaciones producen un número significativamente mayor de estrellas y EM's que las observadas por un factor 4, tomando de ejemplo al cúmulo estelar NGC 1333. También este tipo de simulaciones carecen de un perfil inicial de densidad y campo magnético, lo que favorece la fragmentación y sobreestiman la eficiencia de este proceso en el número de embriones protoestelares o proto-EM's.

Otros problemas mencionados por Chabrier son, (i) ¿cómo se pueden formar EM's en este entorno si hay poca masa disponible? Y pone de ejemplo a la nube de Tauro (estudiada en este trabajo) que, con una densidad estelar  $\sim 3$  órdenes de magnitud más pequeña que otros cúmulos estelares, tiene una abundancia comparable de EM's. Con la poca densidad estelar y baja dispersión de velocidades, no se favorece el escenario en el que objetos estelares o EM's puedan ser eyectados. (ii) La escala de tiempo de colisión típica es mayor que la escala de evolución dinámica durante la formación del núcleo pre-estelar, con lo cual la probabilidad de que tengan lugar estas interacciones es pequeña.

Por tanto, aunque el modelo que presenta menos problemas es la formación de EM's por la fragmentación de nubes en colapso gravitacional (sección 1.2.2), es necesario identificar buenos candidatos a EM's en las primeras etapas de formación para poner a prueba la predicción de que estas se forman como una versión escalada de las estrellas de baja masa. En este trabajo, nos centramos en un estudio interferométrico de una pequeña región de Tauro donde se han reportado dos candidatos a EM muy jóvenes. A continuación presentamos un resumen de lo que se conoce hasta la fecha acerca de dicha región de Tauro.

### 1.3. Antecedentes

En la nube molecular de Tauro, a unos 130 pársecs de la Tierra, se encuentra una larga estructura filamentosa, conocida como Barnard 213, llamada así en honor a Edward Emerson Barnard y su atlas fotográfico "Sobre las zonas oscuras del cielo" (*On the dark markings of the sky*, recopilado en 1919). En luz visible, esta región aparece como una zona oscura, carente de estrellas. Barnard decía que este aspecto era por el "material que provoca un oscurecimiento en el espacio". Hoy se sabe que este oscurecimiento son nubes de gas y granos de polvo interestelar. Los granos de polvo absorben la luz visible y bloquean nuestra visión del campo de estrellas que se oculta detrás de la nube. La nube de Tauro es oscura en longitudes de onda visibles porque carece de estrellas masivas que la iluminen. Los granos emiten un débil brillo pero ese brillo sólo puede verse en longitudes de onda del infrarrojo lejano y milimétricas.

Estas nubes de gas y polvo son el lugar de nacimiento de estrellas. Cuando las nubes colapsan por su propia gravedad, a su vez también se van fragmentando en núcleos densos, que a su vez pueden fragmentar de nuevo y formar estrellas. Las observaciones muestran que Barnard 213 ya se ha fragmentado en varios núcleos densos donde ya ha tenido lugar formación estelar de baja masa (por ejemplo, Hacar et al. 2013). En la Figura 1.4 se muestra un mapa de extinción de la región B213-L1495 de Tauro, tomado de Palau et al. (2012). En esta figura se puede ver una estructura filamentaria al centro-sur de la imagen, que corresponde al filamento B213. En el extremo norte del filamento B213 se aprecia claramente una región de alta extinción conocida como L1495.

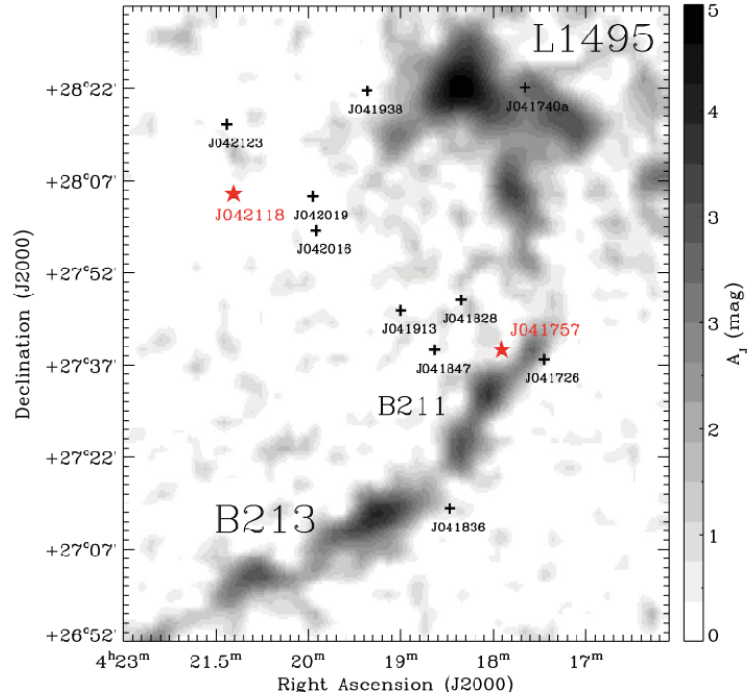


Figura 1.4: Mapa de extinción en la banda- $J$  de 2MASS derivada con un método de conteo de estrellas adaptativo (Cambresy et al. 1997) en la región B213-L1495 (radio de 45 arcmin). La resolución del mapa varía de 30 a 50 arcseg, dependiendo de la densidad de estrellas detectadas por 2MASS. Las cruces indican la posición de las fuentes seleccionadas de Spitzer/IRAC observadas por el telescopio IRAM 30 m y las estrellas rojas corresponden a las fuentes observadas adicionalmente con el CSO. Tomada de Palau et al. (2012).

### 1.3.1. Descubrimiento de la proto-EM J041757B en el filamento B213 de Tauro

Barrado et al. (2009) hizo una búsqueda en la región de B213-L1495 de Tauro con datos de Spitzer de fuentes subestelares con colores típicos de objetos jóvenes y encontró 12 objetos muy prometedores, siendo SSTB213 J041757 el que presentó mayor densidad de flujo a 1.3 mm, detectado con MAMBO de IRAM 30 m y por tanto, se consideró el objeto más embebido de los 12 candidatos (Barrado 2009; Palau 2012).

La fuente de Spitzer en los canales a 3.6 y 4.5  $\mu\text{m}$ , así como la emisión en el infrarrojo cercano y óptico, tiene dos posibles contrapartes, A y B, más una tercera contraparte muy débil, C. Más tarde se demostró que la fuente A es una fuente de fondo (Luhman et al. 2010), y a partir de ahora sólo consideraremos la fuente B, y la designaremos como “J041757B”. Se estudió la posición de la fuente B en el diagrama color-color ( $I_c - J$  vs ( $J - [3.6]$ )) y es consistente con que sea una fuente galáctica y no un contaminante extragaláctico (Barrado et al. 2009), aunque éste es un tema debatido (ver sección 1.3.2). La temperatura y la masa del objeto B, según los modelos evolutivos COND (Baraffe et al. 2003), tienen un rango entre 950-1300 K y 1-2  $M_{\text{Jup}}$ . En Barrado et al. (2009) también se presentan datos preliminares del CSO a 350  $\mu\text{m}$ , donde se detectó una fuente claramente asociada a la fuente de Spitzer, así como datos preliminares del VLA a 6 cm, donde se detectó también emisión, esta vez claramente asociada a la componente B y con un índice espectral plano, lo que sugiere la presencia de gas ionizado. Con estos datos se construyó la distribución espectral de energía (SED).

La SED de J041757B es ancha y no se puede reproducir con un único cuerpo negro, por lo que es típica de objetos de Clase I (Fig. 1.4). Se calcularon temperaturas y luminosidades bolométricas de 150 K y 0.0033  $L_{\odot}$  (asumiendo que la emisión a  $<5 \mu\text{m}$  está asociada con

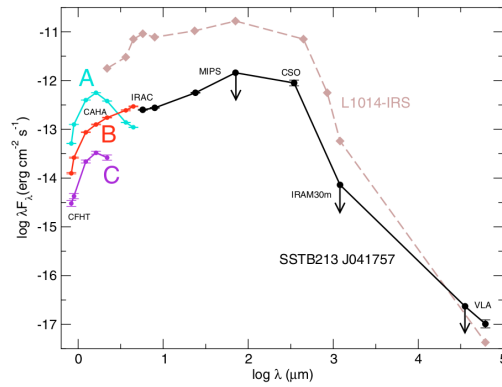


Figura 1.5: *Distribución Espectral de Energía de SSB213 J041757, incluyendo barras de error y una comparación con L1014-IRS, un objeto de muy baja luminosidad (probablemente un objeto estelar joven embebido de muy baja masa clasificado como Clase 0/I, (Shirley et al. 2007). Se diferenciaron los flujos ópticos e infrarrojo cercano que vienen de las fuentes A, B y C. Tomada de Barrado et al. (2009).*

la componente B), lo cual implicaría que el objeto J041757B tiene una luminosidad muy por debajo de la luminosidad de otros objetos de muy baja luminosidad descubiertos hasta la fecha, como se ve en la Figura 1.6.

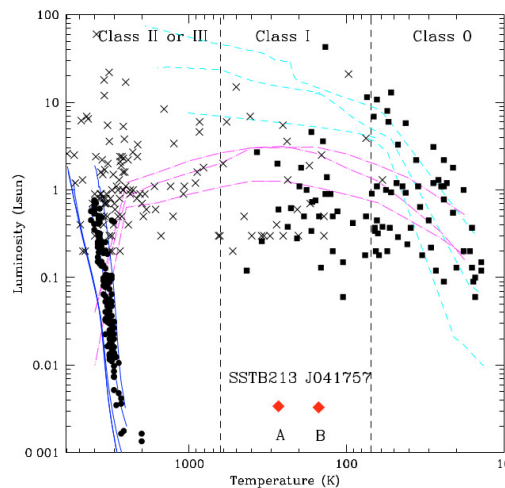


Figura 1.6: *Diagrama de luminosidad bolométrica ( $L_{bol}$ ) versus temperatura bolométrica ( $T_{bol}$ ). Las 50 fuentes compiladas por Dunham et al. (2008) con evidencia de estar embebidas y ser de baja luminosidad, se muestran como cuadrados negros. Las líneas magenta discontinuas muestran las trayectorias evolutivas de los tres modelos con diferentes masas (en masas solares) consideradas por Myers et al. (1998). Las líneas cian discontinuas muestran las trayectorias evolutivas de los tres modelos considerados por Young y Evans (2005). Las cruces corresponden a miembros de Tauro y las líneas verticales discontinuas muestran los límites en  $T_{bol}$  para objetos de Clase 0-I y Clase I-II según Chen et al. (1995). Miembros del grupo Collinder de 5 Myr se han incluido como círculos (Barrado y Navascués et al. 2007), así como las isocronas de Baraffe et al. (1998) en líneas azules. Los valores de  $T_{bol}$  y  $L_{bol}$  de SSB213 J041757 se muestran como diamantes rojos, asumiendo los casos extremos que toda la emisión a longitudes de onda  $>5 \mu\text{m}$  está asociada con las componentes A y B, y asumiendo que ambas componentes están a la distancia de Tauro. Claramente J041757B está por debajo de todos los objetos de muy baja luminosidad conocidos hasta ahora. Tomada de Barrado et al. (2009).*

### 1.3.2. La controversia: ¿pertenece realmente J041757B a Tauro?

En 2010, como investigación adicional a la de Barrado et al. (2009), Luhman y colaboradores publicaron un artículo, en el cual realizaron espectroscopía infrarroja en STB213 J041757 para



determinar si es una EM joven. Utilizaron espectros infrarrojos, colores ópticos e infrarrojos, y medidas de movimiento propio para examinar si J041757 A y B son miembros subestelares de la región de formación de estrellas de Tauro. Sólo obtuvieron el espectro de la fuente A y no de la fuente B. Debido a la ausencia de una fuente de absorción de vapor en el espectro de J041757A, llegaron a la conclusión de que J041757A no es una EM y la clasificaron como una estrella de fondo enrojecida, con tipo espectral  $\lesssim M2$ .

Según Luhman et al. (2010), J041757B tiene una SED enrojecida que tanto puede ser un objeto joven como un AGN. Aunque Barrado et al. (2009) concluyen que este objeto es muy rojo en el diagrama  $I - J$  y  $J - [3,6]$  para ser una galaxia, Luhman et al. (2010) argumentan que este enrojecimiento se explica fácilmente por la nube oscura de Tauro a lo largo de su línea de visión. Luhman et al. (2010) mencionan también que el estudio de movimientos propios de J041757B presentado por Barrado et al. (2009) (ver Figura 1.7) es consistente con la ausencia de movimiento esperada para una galaxia. Con este análisis, Luhman et al. (2010) llegaron a la conclusión de que J041757A no es un miembro subestelar de Tauro, dejando el caso de la fuente B más abierto, al no haber presentado el espectro, ya que los argumentos de los diagramas color-color o los movimientos propios son ambiguos.

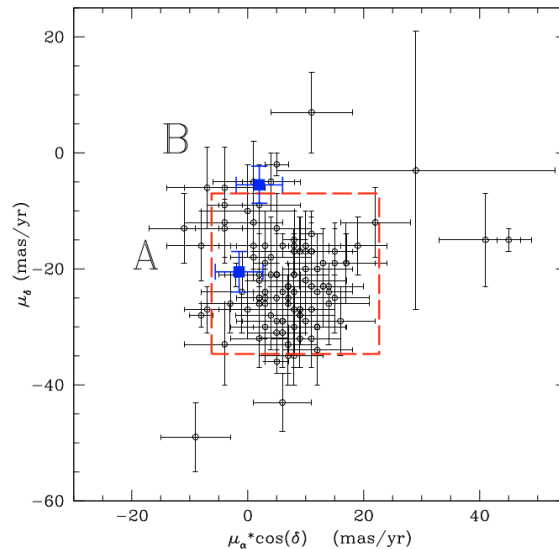


Figura 1.7: *Movimientos propios de las componentes A y B del candidato a proto-EM (cuadrados azules). Miembros de Tauro de Ducourant et al. (2005) se incluyeron como círculos negros. La línea roja discontinua delimita el área de los miembros bona fide siguiendo Bertout y Geneva (2006). Tomada de Barrado et al. (2009).*

### 1.3.3. Si J041757B es una galaxia, hay observaciones difíciles de explicar

En un artículo posterior, Palau et al. (2012) presentaron un amplio conjunto de observaciones en el milimétrico y centimétrico de SSTB213 J041757. Estas observaciones incluyen datos del Caltech Submillimetre Observatory (CSO) a  $350 \mu\text{m}$ , del Very Large Array (VLA) a 3.6 y 6 cm, y del radiotelescopio IRAM30 m/EMIR en las transiciones  $^{12}\text{CO}(1-0)$ ,  $^{13}\text{CO}(1-0)$  y  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ .

El resultado principal de este artículo se encontró gracias a la reducción más detallada de la imagen a  $350 \mu\text{m}$ , la cual revela una fuente parcialmente extendida asociada con la fuente J041757B, de un tamaño de  $\sim 16$  arsec o  $\sim 2000$  UA, y una masa de  $\sim 5 M_{\text{Jup}}$ . La emisión a  $350 \mu\text{m}$  se presenta en la Figura 1.8.

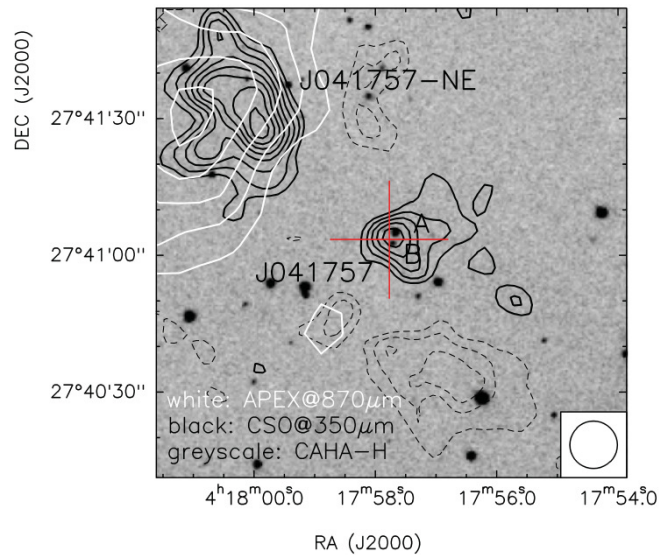


Figura 1.8: Contornos de relación señal/ruido con CSO a  $350\ \mu\text{m}$  superpuestos en una imagen del infrarrojo cercano. Los contornos negros corresponden a la emisión en el CSO a  $350\ \mu\text{m}$  y son  $-5, -4, -3$  (discontinua),  $3, 4, 5, 6, 7, 8, 9$  y  $10$  (continua) veces el ruido del mapa [el ruido es variable en todo el mapa, desde  $6$  (centro) hasta  $9\ \text{mJy beam}^{-1}$  (esquinas)]. Los contornos blancos corresponden a la emisión de APEX a  $870\ \mu\text{m}$  y son  $1, 2, 3, 4$  y  $5$  veces  $19\ \text{mJy beam}^{-1}$ . El haz de APEX a  $870\ \mu\text{m}$  es de  $18\ \text{arcsec}$  y el haz del CSO es de  $10.4\ \text{arcsec}$  y se muestra en la esquina inferior derecha. La escala de grises es la imagen en banda-H del Centro Astronómico Hispano-Alemán (CAHA)/Omega2000, mostrando las dos fuentes infrarrojas, A y B, asociadas a la fuente de Spitzer/IRAC. La cruz roja indica la posición de la fuente de Spitzer/IRAC. Tomada de Palau et al. (2012).

También se detectó una fuente ligeramente resuelta a  $3.6$  y  $6\ \text{cm}$  exactamente en la posición de J041757B, con un índice espectral plano. Esta fuente centimétrica se presenta en la Figura 1.9.

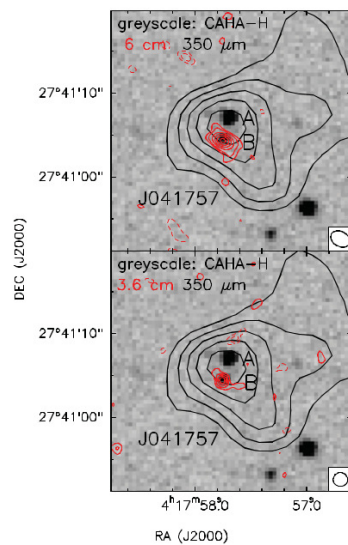


Figura 1.9: Emisión continua de radio de alta resolución angular (contornos rojos) hacia J041757, obtenida con el arreglo Very Large Array en configuración B, superpuesta sobre la imagen de la banda-H (escala de grises) de Omega2000 y la imagen del CSO a  $350\ \mu\text{m}$  (contornos negros) tomada de Palau et al. (2012). Arriba: Emisión a  $6\ \text{cm}$ . Los contornos rojos son  $-4, -3$  (discontinua),  $3, 4, 6, 8, 10$  y  $12$  (continua) veces el rms del mapa. El haz sintetizado se muestra en la esquina inferior derecha y es de  $2.45 \times 1.77\ \text{arcsec}^2$ , con  $P.A. = 61^\circ$ . Abajo: Emisión a  $3.6\ \text{cm}$ . Los contornos rojos son  $-4, -3$  (discontinua),  $3, 4, 5$  y  $6$  (continua) veces el rms del mapa. El haz sintetizado se muestra en la esquina inferior derecha y es de  $1.74 \times 1.64\ \text{arcsec}^2$ , con  $P.A. = -89^\circ$ . Tomada de Palau et al. (2012).

Así mismo, se encontró que J041757B está en el centro de un pequeño filamento de polvo y

gas, que se extiende desde el filamento principal B213 hacia el noreste, detectado principalmente en  $^{13}\text{CO}(1-0)$  a  $7\text{ km s}^{-1}$  y en el continuo a  $160$  y  $250\ \mu\text{m}$  con Herschel (ver Figura 1.10).

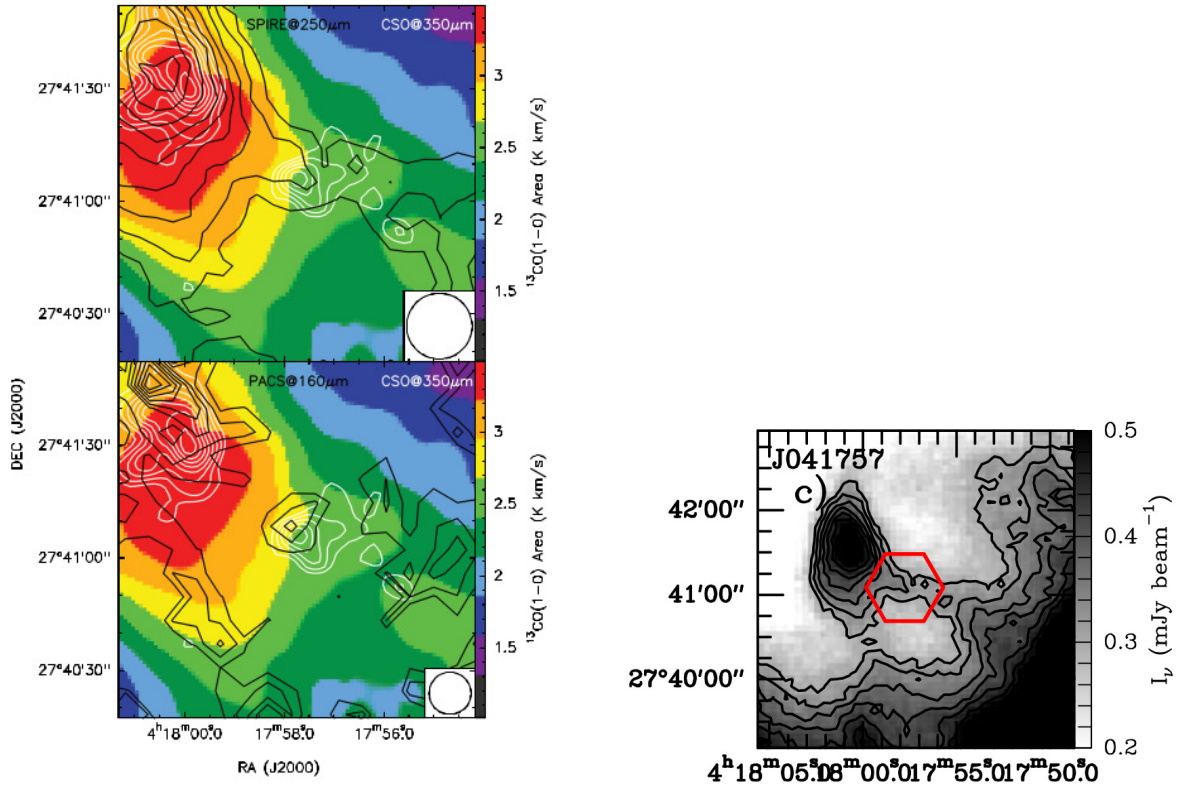


Figura 1.10: En ambos paneles, la escala de colores es la temperatura de brillo integrada del  $^{13}\text{CO}(1-0)$  en el rango  $6.5\text{--}7.5\text{ km s}^{-1}$  y los contornos blancos corresponden a la emisión del CSO a  $350\ \mu\text{m}$ . Arriba (colores): los contornos negros corresponden a la emisión de Herschel/SPIRE a  $250\ \mu\text{m}$ . El rango de los contornos va de  $0.30$  a  $0.54\text{ Jy beam}^{-1}$ , aumentando en pasos de  $0.03\text{ Jy beam}^{-1}$  ( $1\sigma$  es aproximadamente  $0.014\text{ Jy beam}^{-1}$ ). El haz de Herschel a  $250\ \mu\text{m}$ , mostrado en la esquina inferior derecha, es de  $\sim 17\text{ arcsec}$  (el haz del  $^{13}\text{CO}(1-0)$  es  $\sim 22\text{ arcsec}$ ). Abajo (colores): Los contornos negros corresponden a la emisión de Herschel/PACS a  $160\ \mu\text{m}$ . El rango de contornos va de  $0.14$  a  $0.24\text{ Jy beam}^{-1}$ , en pasos de  $0.014\text{ Jy beam}^{-1}$  ( $1\sigma$  es aproximadamente  $0.018\text{ Jy beam}^{-1}$ ). El haz de Herschel a  $160\ \mu\text{m}$ , mostrado en la esquina inferior derecha, es  $\sim 11\text{ arcsec}$ , similar al haz del CSO. Nótese que hay un desplazamiento sistemático de la imagen de Herschel de unos  $\sim 3\text{ arcsec}$  hacia el noreste respecto a la imagen del CSO. Tomada de Palau et al. (2012). Abajo (blanco y negro): Emisión a  $250\ \mu\text{m}$  de Herschel/SPIRE. El hexágono marca la posición de J041757B observado con el Very Large Array. Los contornos son  $0.30, 0.34, 0.37, 0.40, 0.44, 0.47, 0.50\text{ mJy beam}^{-1}$ . En este panel se aprecia claramente que J041757B pertenece a un pequeño filamento (estría) que une la fuente interna J041757-NE con el filamento principal B213 de Tauro. Tomada de Morata et al. (2015).

La emisión de  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  se detecta también a  $7\text{ km s}^{-1}$  a un nivel de  $5\sigma$  hacia J041757B, pero con un haz de  $22\text{ arcsec}$ . Además se ve exceso de emisión corrida al azul en el espectro de  $\text{CO}(1-0)$  de J041757B, como se puede ver en la Figura 1.11. Todo esto parece indicar que J041757B tiene asociada una envoltura extendida, un chorro térmico y posiblemente un flujo molecular.

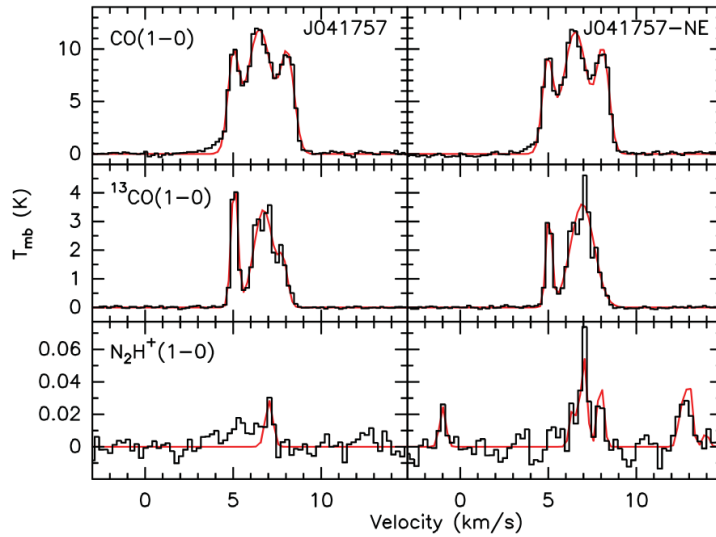


Figura 1.11: Columna de la izquierda: espectros promediados en una región de  $\pm 20$  arcseg con respecto a la posición de J041757B. Columna de la derecha: ídem para J04157-NE [desplazamiento de (37, 30) arcseg con respecto a J041757B]. Nótese el exceso de emisión al azul a velocidades entre 2-4  $\text{km s}^{-1}$  para el CO(1-0) de J041757B. Para el caso de  $\text{N}_2\text{H}^+$ , J041757B se ajustó con una Gaussiana, mientras que para J041757-NE se ajustó la estructura hiperfina de  $\text{N}_2\text{H}^+$ . Tomada de Palau et al. (2012).

Estos resultados se confirmaron con el estudio posterior de Morata et al. (2015), en los cuales, los nuevos datos del VLA a 1.3 y 3.6 cm arrojaron de nuevo un índice espectral plano (ver Figura 1.12) consistente con un chorro térmico. Además, Morata et al. (2015) reprodujeron la densidad de flujo del chorro, modelando la emisión en el centimétrico usando el mismo tipo de modelo aplicado a los objetos estelares jóvenes, pero con velocidades de viento estelar más pequeñas y tasas de pérdida de masa correspondientes, y explorando diferentes geometrías posibles del viento de la estrella. También encontraron que las tasas de pérdida de masa modeladas para las luminosidades bolométricas de estos objetos concuerdan razonablemente bien con las tendencias encontradas entre las tasas de pérdida de masa y las luminosidades bolométricas de los objetos estelares jóvenes (Figura 1.13), lo que indica que las propiedades intrínsecas de las proto-EM's estudiadas en Morata et al. (2015) son consistentes con una continuación de las estrellas de muy baja masa a un rango de masa más bajo.

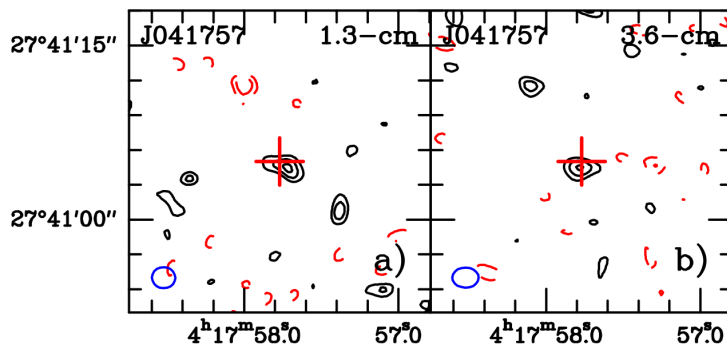


Figura 1.12: Mapas del Very Large Array de la emisión a 1.3 cm (izquierda) y 3.6 cm (derecha) de J041757B de Morata (2015). Los contornos son -3, -2, 2, 3 y 4 veces el rms del mapa, de 16 y  $31 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  respectivamente. La cruz roja marca la posición de la fuente de Spitzer presentada en Barrado et al. (2009). La elipse azul en la esquina inferior izquierda de cada panel indica el tamaño del haz. Tomada de Morata et al. (2015).

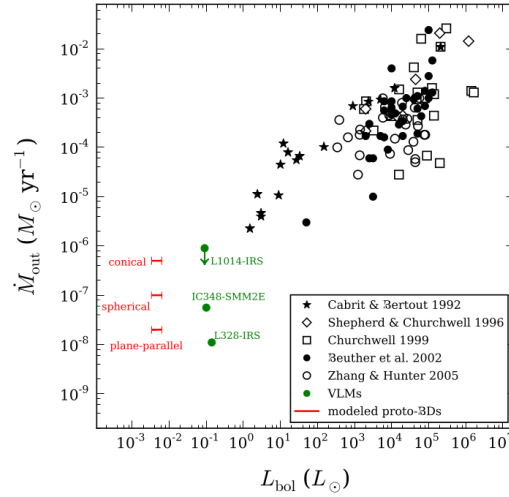


Figura 1.13: Tasa de pérdida de masa,  $\dot{M}_{out}$  vs. luminosidad bolométrica,  $L_{bol}$ , para una muestra de objetos estelares jóvenes tomada de Cabrit y Bertout (1992): estrellas; Shepherd y Churchwell (1996): rombos; Churchwell (1999): cuadrados; Beuther et al. (2002): círculos rellenos; Zhang et al. (2005): círculos sin relleno. Los puntos verdes son los valores de tres objetos de baja masa (VLMs, por sus siglas en inglés); un VeLLO, L1014-IRS Shirley et al. (2007), y dos proto-EM's muy jóvenes, IC348-SMM2E y L328-IRS (Lee et al. 2013; Palau et al. 2014). Las barras rojas horizontales indican los valores de la  $L_{bol}$  de los candidatos a proto-EM's que alimentan los chorros térmicos detectados en radio y los tres diferentes valores modelados de  $\dot{M}_{out}$ . Tomada de Morata et al. (2015).

Por otro lado, Palau et al. (2012) consideraron a profundidad la posibilidad de que J041757B sea un AGN tal como sugirieron Luhman et al. (2010), pero si esto fuera así hay varios hechos observacionales que se vuelven difíciles de explicar. Primero, se comparó la SED de J041757B con las SEDs típicas de los AGNs y se encontró que la de J041757B presenta un exceso muy notorio de emisión en el infrarrojo lejano (ver Figura 1.14). Segundo, el índice espectral plano en el centimétrico corresponde a emisión térmica y no es típico de las galaxias. Tercero, la ubicación de J041757B en el centro del filamento o estría que se une al filamento B213 de Tauro, sugiere que este objeto está sumergido en dicho filamento. Todo ello indica una asociación con esta nube, aunque no son argumentos definitivos.

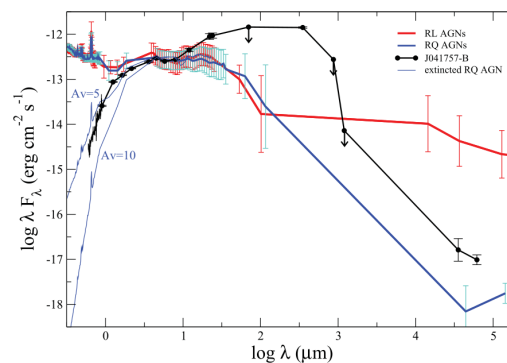


Figura 1.14: SED de J041757B (línea negra) en comparación con las SED promedio para AGNs de Shang et al. (2011). Las líneas azules son SED radio-silenciosas extinguidas con  $A_v$  de 5 y 10 mag. Figura tomada de Palau et al. (2012).

Adicionalmente, Palau et al. (2012) descubrieron una fuente a  $350 \mu\text{m}$  parcialmente extendida a unos 40 arcsec al noreste de J041757B, de 20 arcsec o  $\sim 3000$  UA de tamaño y una masa total de  $\sim 100 M_{Jup}$ , llamada J041757-NE, y sin emisión centimétrica ni óptica/infrarroja (hasta  $24 \mu\text{m}$ ). Esto indica que J041757-NE parece no tener objetos estelares asociados. J041757-NE se detecta bien en  $^{13}\text{CO}$  y  $\text{N}_2\text{H}^+$ , y también se encuentra a  $\sim 7 \text{ km s}^{-1}$  (Figs. 1.8, 1.10 y 1.11).

Con el ancho de línea medido de  $\text{N}_2\text{H}^+$ , y su tamaño y masa medidos, estos autores proponen que J041757-NE puede estar gravitacionalmente ligado y, por lo tanto, es un buen candidato para núcleo pre-EM.

Por tanto, a partir de los trabajos realizados hasta la fecha de la región SSTB213 J041757 queda el debate abierto de si J041757B es una proto-EM y si J041757-NE es una pre-EM. Para confirmar esto son necesarias observaciones de gas molecular con alta resolución angular. Es decir, son necesarias observaciones interferométricas, pues la detección de gas a las velocidades de Tauro, asociado a cada uno de los candidatos, nos indicaría fuertemente que muy probablemente pertenecen a Tauro, resolviendo el largo debate sobre la naturaleza de estos objetos.

## 1.4. Objetivos

Hasta la fecha sólo existen un par de buenos candidatos a proto-EM (Palau et al. 2014, Lee et al. 2018) y un sólo candidato a pre-EM (André et al. 2012). Dada la escasez de buenos candidatos a proto-EM y pre-EM, se vuelve muy necesario buscar y caracterizar nuevos candidatos, con el fin de armar una muestra de pre-EM's y proto-EM's cuyas características típicas se puedan comparar con las predicciones de los modelos descritos en la sección 1.2.

Un factor de suma importancia es la asociación de las EM's con los fenómenos de chorros/eyecciones de material. Los chorros y flujos moleculares son un fenómeno en las protoestrellas de Clase 0/I que se estudia generalmente mediante observaciones milimétricas de gas de alta velocidad (con velocidades que no pueden explicarse por la fuerza gravitatoria, típicamente  $>10\text{ km/s}$ ), usualmente  $\text{CO}(1-0)$  y/o  $\text{CO}(2-1)$ , aunque también se detectan por medio de observaciones centimétricas de la emisión libre-libre de chorros térmicos que típicamente muestran índices espectrales de 0-1 y morfologías alargadas en la dirección del chorro. La detección de flujos moleculares en nuestros candidatos representaría un excelente test para poner a prueba los modelos de formación de las EM's si las propiedades de los flujos moleculares son una versión a escala de las propiedades de las protoestrellas de baja masa, este estudio aportará un grano de arena para empezar a responder a preguntas planteadas hace dos décadas, cuando se descubrió la primera EM no ligada a un objeto masivo.

Nuestra hipótesis de trabajo es que las EM's se forman como una versión escalada de las estrellas de baja masa. Este trabajo se hace con el objetivo de profundizar en la naturaleza de los candidatos proto-EM y pre-EM J041757B y J041757-NE. Los objetivos específicos son los siguientes:

- 1) Analizar los datos obtenidos del interferómetro CARMA de dichos objetos.
- 2) Obtener los mapas de canales, espectros y momentos cero de las líneas de  $^{13}\text{CO}(1-0)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ ,  $\text{CS}(2-1)$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ ,  $\text{CO}(2-1)$ ,  $^{13}\text{CO}(2-1)$  y  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ .
- 3) Investigar si existe un objeto milimétrico compacto sumergido en J041757-NE.
- 4) Estudiar la cinemática del gas asociado a J041757B en busca de un flujo molecular.

Todo ello nos permitirá comprender mejor la naturaleza de los dos candidatos a EM, si realmente están asociados a la nube de Tauro y, en este caso, si se forman como una versión escalada de las estrellas de baja masa, lo que favorecería los modelos de formación por fragmentación

turbulenta y colapso gravitacional de las nubes moleculares.

# Capítulo 2

## Metodología

### 2.1. Radioastronomía

Puesto que esta tesis se basa en datos radioastronómicos, a continuación se presenta una breve introducción a la radioastronomía basada en el resumen de Wilson (2011).

Los orígenes de la radioastronomía se remontan al año 1931, cuando Karl Jansky demostró que la fuente de radiación en exceso a longitudes de onda de 14.6 m (20.5 MHz) venía del exterior del Sistema Solar. En 1937, Grote Reber, ingeniero de radio, construyó su propio telescopio de 9 m de diámetro en el patio de su casa. Primero intentó detectar la radiación a longitudes de onda de 9 y 33 cm (3.3 y 0.9 GHz, respectivamente), pensándolas más fuertes y por lo tanto, fáciles de detectar. Sin embargo, no tuvo éxito y finalmente la antena fue modificada para detectar radiación a longitudes de onda de 1.87 m (160 MHz). Encontró emisión muy fuerte a lo largo del plano de la Vía Láctea confirmando el descubrimiento de Jansky. Hasta finales de la Segunda Guerra Mundial, Reber fue el único radioastrónomo en el mundo.

El progreso más significativo en radioastronomía se dio después de 1945 gracias a los avances en las técnicas de radar. Los análisis en estas fechas incluyeron la emisión de radio de banda ancha del Sol, así como de las regiones de emisiones extendidas de nuestra galaxia, y más tarde de otras galaxias. Estos estudios se extendieron para incluir longitudes de onda en el centimétrico, milimétrico y sub-milimétrico. En la década de 1940, las resoluciones angulares de los radiotelescopios estaban en escalas de varios minutos de arco. Con el tiempo, se aplicaron técnicas interferométricas a la radioastronomía, siguiendo el método utilizado por primera vez por Michelson. Esto se desarrolló aún más, lo que resultó en la “síntesis de apertura”, una técnica principalmente desarrollada por Martin Ryle y sus asociados en la Universidad de Cambridge. En las próximas páginas hacemos un pequeño resumen sobre las principales características de los radiotelescopios y la técnica interferométrica.

#### 2.1.1. Radiotelescopios

La parte más característica de una antena es el plato o paraboloide, cuyo papel es reflejar la luz hacia un dispositivo receptor, ubicado en el foco de la parábola, lugar en el que se concentra toda la luz reflejada. La antena enfoca las ondas recibidas en el ‘feed’, un dispositivo que transfiere eficientemente la energía de la onda electromagnética al receptor. Esto produce una señal eléctrica que luego es amplificada. Con estas señales se puede producir un mapa de



una región del cielo a una longitud de onda específica.

La radiación proveniente de una fuente de radio se mide en términos de la *densidad de flujo espectral*  $F_\nu$  (con unidades de  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ ). Para determinar la cantidad total de energía por unidad de tiempo (potencia) recogida por la antena se debe integrar la densidad de flujo espectral sobre el área recolectora del telescopio y sobre el intervalo de frecuencia al cual es sensible el detector (el *ancho de banda*). Si  $f_\nu$  es una función que describe la eficiencia del detector a la frecuencia  $\nu$  entonces la energía detectada por unidad de tiempo es

$$P = \int_A \int_\nu F_\nu f_\nu d\nu dA. \quad (2.1)$$

Si el detector tiene una eficiencia del 100 % sobre un intervalo de frecuencia  $\Delta\nu$  y  $F_\nu$  puede ser tomado como constante sobre este mismo intervalo, entonces la integral se simplifica a

$$P = F_\nu A \Delta\nu, \quad (2.2)$$

donde  $A$  es el área efectiva del telescopio.

Una fuente de radio típica, como la nebulosa del Cangrejo, tiene una densidad de flujo espectral del orden de Janskies. Las mediciones de flujo espectral de miliJanskys también son muy comunes. Con las fuentes más débiles se requiere un área de telescopio muy grande para recoger suficientes fotones y hacer las mediciones correctas. Por otro lado, la intensidad específica  $I_\nu$  corresponde a la densidad de flujo por unidad de ángulo sólido y se suele medir en Jy/haz.

La resolución (o nivel de detalle de la imagen,  $\theta$ ) alcanzada por un telescopio de una sola antena depende tanto de la longitud de onda en la que opera ( $\lambda$ ), como del diámetro de su antena o espejo ( $D$ ), y se obtiene de la teoría de la difracción:  $\theta \sim \frac{\lambda}{D}$ . A mayor longitud de onda, peor resolución y a mayor diámetro, mejor resolución. En consecuencia, un telescopio que capta ondas de radio de gran longitud de onda obtiene una resolución de imagen mucho peor que la de un telescopio del mismo tamaño que opera en longitudes ópticas o infrarrojas. Ante la imposibilidad tecnológica de construir antenas más grandes, manteniendo a la vez su movilidad y la necesaria precisión de su superficie, se desarrolló una técnica audaz conocida como “interferometría”.

### 2.1.2. Interferómetros

La interferometría es una técnica que combina la señal proveniente de diferentes receptores para obtener una imagen de mayor resolución. El principio físico utilizado es que dos ondas de luz que coinciden en fase, se amplifican. Mientras que dos ondas en oposición de fase se cancelan, pudiendo tener cualquier combinación intermedia.

Consideremos dos telescopios separados por una línea de base que describimos con el vector  $\mathbf{B}$  (ver Figura 2.1). Si la diferencia en la distancia de la fuente hasta los dos telescopios es  $\mathbf{L}$  entonces un frente de onda dado llegará al telescopio más cercano antes de llegar al otro telescopio. Las señales en los detectores estarán en fase si  $\mathbf{L} = n\lambda$  donde  $n = 0, 1, 2, \dots$  para interferencia constructiva. Si  $\mathbf{L} = (n - \frac{1}{2})\lambda$ , ( $n = 1, 2, \dots$ ) entonces las señales estarán fuera de fase y habrá un mínimo en la señal total por la interferencia destructiva. El ángulo al cual es apuntado el telescopio es  $\theta$  y  $\sin\theta = \frac{L}{B}$ , que para ángulos pequeños se puede poner como  $\theta \propto \frac{1}{B}$  (ver más

abajo). Por lo tanto, es posible determinar con precisión la posición de la fuente utilizando el patrón de interferencia que se produce combinando las señales de las dos antenas. Conforme la longitud de la línea de base  $B$  aumenta se pueden resolver fuentes cada vez más pequeñas.

Recordando que la resolución angular de un telescopio está dada por  $\theta \sim \frac{\lambda}{D}$ , un poder de resolución mayor puede ser obtenido con interferometría combinando coherentemente la salida de dos reflectores de diámetro  $D \ll B$  separados por una distancia  $B$ , produciendo  $\theta \sim \frac{\lambda}{B}$ . Así pues, la síntesis de apertura es el procedimiento para generar imágenes de gran resolución, combinando una serie de mediciones para diferentes espaciamentos de antenas hasta el máximo  $B$ . El espaciamento mayor nos da un equivalente de la resolución angular de una apertura de este diámetro.

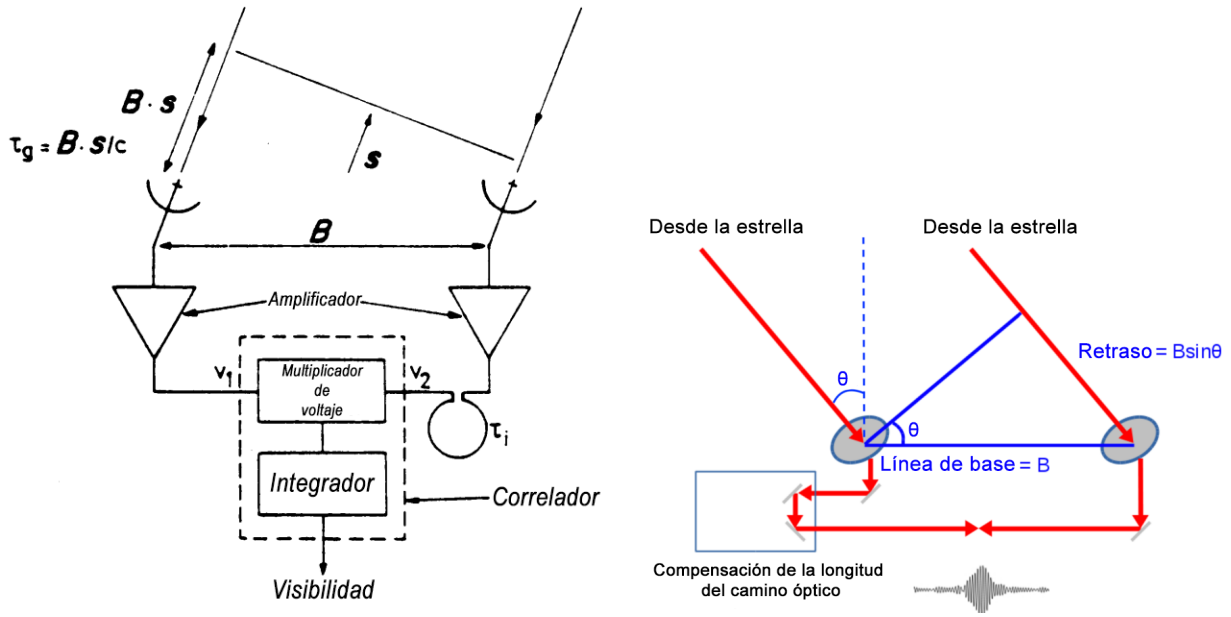


Figura 2.1: Izquierda: Diagrama de un interferómetro de correlación de dos elementos. Los voltajes de salida de la antena son  $V_1$  y  $V_2$ ; el retraso instrumental es  $\tau_i$  y el retraso geométrico es  $\tau_g$ .  $\mathbf{s}$  es la dirección a la fuente.  $\mathbf{B}$  es la proyección de la base de línea. Tomada de Wilson (2011). Derecha: Diagrama de un interferómetro donde se muestra la relación entre el ángulo  $\theta$ , el retraso y la línea de base. Tomada del Center for Aperture Resolution Astronomy.

Siguiendo a Wilson (2011), el caso más sencillo de síntesis de apertura es un sistema de dos elementos en el que las ondas electromagnéticas son recibidas por dos antenas. Debido a la diferencia en la posición de las antenas, el frente de la onda llegará a una de las antenas con un cierto retraso geométrico,  $\tau_g$ , respecto a la otra antena:

$$\tau_g = \mathbf{B} \cdot \mathbf{s}/c, \quad (2.3)$$

siendo  $\mathbf{B}$  el vector de la proyección de la línea de base entre las dos antenas y  $\mathbf{s}$  la dirección a la fuente (ver panel izquierdo de la Fig. 2.1). Como se puede ver en el panel derecho de la Fig. 2.1,  $\sin \theta = \frac{\tau_g \cdot c}{|\mathbf{B}|}$  donde  $\theta$  es el ángulo entre la vertical del lugar y la dirección a la fuente  $\mathbf{s}$ . Por tanto, la resolución del interferómetro es mejor para líneas de base más grandes, como ya se ha comentado anteriormente.

Las ondas electromagnéticas al llegar a la antena “1” inducen el voltaje  $V_1$

$$V_1 \propto E e^{i\omega t}, \quad (2.4)$$

y lo mismo para la antena “2”:

$$V_2 \propto E e^{i\omega(t-\tau_g)}, \quad (2.5)$$

donde  $E$  es la amplitud de la onda electromagnética entrante,  $\tau_g$  es el retraso geométrico causado por la orientación relativa de la línea de base del interferómetro  $\mathbf{B}$  y la dirección de propagación de la onda.

El correlador es un dispositivo que realiza la correlación cruzada de las señales de las dos antenas, es decir, mide la similaridad de las dos señales en función del desplazamiento temporal relativo entre ellas. La correlación cruzada de dos funciones se define como la integral temporal del producto de dichas funciones, donde a una de ellas se la desplaza en tiempo una cierta cantidad, que en radiointerferometría corresponde al retraso geométrico. Por tanto el correlador se puede pensar como un dispositivo multiplicador e integrador y su salida será proporcional a:

$$R(\tau) \propto \frac{E^2}{T} \int_0^T e^{i\omega t} e^{-i\omega(t-\tau_g)} dt, \quad (2.6)$$

donde  $T$  es el intervalo de tiempo sobre el que se efectúa el promedio. Para el caso en que  $T$  es un tiempo mayor que el tiempo de una oscilación,  $T \gg 2\pi/\omega$ , entonces el promedio en un intervalo  $T$  no difiere mucho del promedio durante un sólo periodo completo, resultando en:

$$R(\tau) \propto \frac{1}{2} E^2 e^{i\omega\tau_g}. \quad (2.7)$$

Por lo tanto, la salida del correlador varía periódicamente con  $\tau$ , el retraso neto, donde se está considerando el caso más general en que  $\tau$  incluye no sólo el retraso geométrico  $\tau_g$  sino también un retraso instrumental. Ya que  $\mathbf{s}$  está cambiando lentamente debido a la rotación de la Tierra,  $\tau$  variará (Ec. 2.3), produciendo franjas de interferencia en función del tiempo.

Si la distribución de brillo de la fuente está dada por  $I_\nu(\mathbf{s})$ , la potencia recibida por ancho de banda  $d\nu$  de un elemento de ángulo sólido de la fuente  $d\Omega$  será  $A(\mathbf{s})I_\nu(\mathbf{s})d\Omega d\nu$ , donde  $A(\mathbf{s})$  es el área de recolección efectiva en la dirección  $\mathbf{s}$  y se asume la misma  $A(\mathbf{s})$  para cada una de las antenas. También se asume aquí que los amplificadores tienen factores de ganancia y fase constantes.

La salida del correlador para radiación proveniente de la dirección  $\mathbf{s}$  es:

$$r_{12} = A(\mathbf{s})I_\nu(\mathbf{s})e^{i\omega\tau} d\Omega d\nu \quad (2.8)$$

donde el retraso neto  $\tau$  es la diferencia entre los retrasos geométricos e instrumentales  $\tau_g$  y  $\tau_i$ , respectivamente:

$$\tau = \tau_g - \tau_i = \frac{1}{c} \mathbf{B} \cdot \mathbf{s} - \tau_i. \quad (2.9)$$

La respuesta total se obtiene integrando sobre el ángulo sólido de la fuente y para todo el ancho de banda

$$R(B) = \iint A(\mathbf{s})I_\nu(\mathbf{s})e^{2\pi i\nu(\frac{\mathbf{B}\cdot\mathbf{s}}{c}-\tau_i)} d\Omega d\nu \quad (2.10)$$

La función  $R(B)$  se conoce como “*Función de Visibilidad*”, también designada muchas veces con la letra “ $V$ ”. Para las antenas parabólicas, generalmente se asume que  $A(\mathbf{s}) = 0$  afuera del haz principal, así que la ecuación 2.9 se integra solamente sobre estos ángulos. Para una línea de base  $\mathbf{B}$ , una frecuencia  $\nu=\nu_0$  y un retraso de tiempo instrumental  $\tau_i = 0$ , en una dimensión, la ecuación 2.10 queda:

$$R(B) = \int A(\theta)I_\nu(\theta)e^{2\pi i\nu_0\frac{B\theta}{c}}d\theta, \quad (2.11)$$

donde se ha considerado  $\sin\theta \sim \theta$  puesto que  $\theta$  es pequeño. Y si hacemos  $\theta = x$  y  $B_x/\lambda = u$ , obtenemos

$$R(B) = \int A(\theta)I_\nu(\theta)e^{2\pi i u x}d\theta. \quad (2.12)$$

La ecuación 2.12 muestra que la intensidad de la fuente y la función de visibilidad están relacionadas mediante una Transformada de Fourier de  $u$  y  $x$ .

Así pues, si queremos obtener una imagen, la ecuación más general 2.10 se debe invertir. Para obtener imágenes sobre una región limitada del cielo, se utilizan las coordenadas rectangulares, por lo que la ecuación 2.10 se reescribe con coordenadas  $(x, y)$  en el plano de la imagen y coordenadas  $(u, v)$  en el plano de Fourier. Entonces nos queda

$$I'(x, y) = A(x, y)I(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} V(u, v)e^{-2\pi i(ux+vy)}dudv, \quad (2.13)$$

donde  $I'(x, y)$  es la intensidad  $I(x, y)$  modificada por la forma del haz primario  $A(x, y)$ . Para corregir la intensidad por la forma del haz primario, simplemente se divide  $I'(x, y)$  por  $A(x, y)$ . Recordemos que el haz primario de una antena suele describirse bien con una función Gaussiana cuyo ancho a altura media es  $\sim \lambda/D$ , siendo  $D$  el diámetro de la antena y  $\lambda$  la longitud de onda de la observación. Por tanto, este haz primario corresponde al “campo de visión” del interferómetro.

## 2.2. Transporte radiativo

### 2.2.1. Temperatura de línea, líneas en emisión y absorción

En la sección anterior hemos presentado cómo obtener la distribución de intensidad de una fuente a partir de las visibilidades medidas por el interferómetro. A continuación se presenta cómo se obtienen parámetros físicos de las fuentes a partir de una distribución de intensidad basándonos en los conceptos básicos de transporte radiativo en Astrofísica, tomando de referencia Estalella & Anglada (1999). El transporte radiativo permite describir cómo cambia la radiación al atravesar un cierto material (medio interestelar o atmósfera estelar típicamente) que se caracteriza por unos coeficientes de emisión y absorción, los cuales varían según su composición.

La intensidad observada de una línea espectral  $I_\nu$ , tiene una contribución de la línea,  $I^{ON}$  y del continuo,  $I^{OFF}$ , donde:

$$I^{ON} = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (2.14)$$

siendo  $\tau_\nu$  la profundidad óptica y  $S_\nu$  la función fuente (con dimensiones de intensidad), que se define como el coeficiente entre el coeficiente de emisión y el coeficiente de absorción del material. Por otro lado, la temperatura de excitación es la temperatura para la cual el valor de la función fuente es igual a la función de Planck a la frecuencia dada,

$$S_\nu = B_\nu(T_{\text{ex}}). \quad (2.15)$$

La intensidad de la línea, sin la contribución del continuo, será:

$$I_\nu = I_\nu^{ON} - I_\nu^{OFF} = [S_\nu - I_\nu(0)](1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (2.16)$$

donde  $I_\nu^{OFF}$  es la intensidad de fondo cuando  $\tau_\nu = 0$ ,  $I_\nu^{OFF} = I_\nu(0)$ .

La temperatura de línea  $T_L$  se define a partir de la intensidad y la ley de cuerpo negro en la aproximación de Rayleigh-Jeans, de esta forma:

$$I_\nu \equiv \frac{2k\nu^2}{c^2} T_L(\nu). \quad (2.17)$$

Hacemos notar que la temperatura de línea es una temperatura de radiación, es decir,  $T_L = J_\nu(T_B)$ , donde  $J_\nu(\tau) \equiv \frac{h\nu/k}{e^{h\nu/kT} - 1}$  se conoce como la “intensidad en unidades de temperatura”.

Si utilizamos la temperatura de línea y la velocidad ( $\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{-v_r}{c}$ ), con  $c$  la velocidad de la luz,  $\nu$  la frecuencia y  $\nu_0$  la frecuencia de referencia, y tomamos  $I_\nu(0) = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{bg}$ , la ecuación 2.16 queda:

$$T_L(\nu) = [J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg})](1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (2.18)$$

que en la aproximación de Rayleigh-Jeans se simplifica así:

$$T_L(\nu) = (T_{ex} - T_{bg})(1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (2.19)$$

En consecuencia, veremos una *línea en emisión* cuando  $T_{ex} > T_{bg}$ . Este caso es muy común cuando la temperatura de fondo es la de la radiación cosmológica de fondo,  $T_{bg} = 2,7$  K. De manera contraria, cuando se observa una línea espectral sobre el fondo brillante de una fuente en el continuo, tendremos  $T_{ex} < T_{bg}$ . En este caso la intensidad de la línea es negativa y vemos una *línea en absorción*.

### 2.2.2. Emisión térmica del polvo

La emisión térmica del polvo es el proceso más importante de emisión en el continuo infrarrojo y a longitudes de onda submilimétricas y milimétricas en las regiones de formación estelar. A continuación describimos el procedimiento que se suele usar para obtener la masa de gas y polvo a partir de la emisión térmica del polvo, siguiendo el libro de Estalella & Anglada (1999).

Las partículas de polvo ( $\sim 0.01$ - $1 \mu\text{m}$  de tamaño) existentes en las nubes moleculares, absorben de manera eficiente la radiación de longitud de onda más corta que su tamaño, y cuando se alcanza un equilibrio entre calentamiento y enfriamiento, reemiten esta radiación como emisión en el continuo, principalmente a longitudes de onda largas. El espectro que resulta es parecido al de un cuerpo negro a una temperatura  $T_d$  (la temperatura del polvo), que se modifica por el efecto de un coeficiente de absorción que depende de la frecuencia (un cuerpo gris). Entonces, el flujo observado a una frecuencia  $\nu$ , es:

$$F_\nu = B_\nu(T_d)(1 - e^{-\tau_\nu})\Omega_S, \quad (2.20)$$

donde  $B_\nu(T_d)$  es la planckiana a la temperatura  $T_d$  del polvo,  $\Omega_S$  es el ángulo sólido de la fuente y  $\tau_\nu$  es la profundidad óptica. Esta ecuación es la misma que la Ec. 2.16 para el caso en que  $I_\nu(0) = 0$  puesto que las regiones de emisión térmica del polvo no suelen tener emisión de fondo

significativa.

Para obtener la expresión de  $\tau_\nu$  tenemos que conocer la relación de masa entre gas y polvo (que típicamente se asume de  $\sim 100$ ), así como el comportamiento de la absorción del polvo a la frecuencia  $\nu$ . La profundidad óptica se puede considerar proporcional a la densidad columnar, y también que el factor de proporcionalidad varía con la frecuencia como  $\nu^\beta$ , con valores de  $\beta$  entre 1.5 y 2, o sea:

$$\tau_\nu = \kappa_\nu \int_{\text{visual}} \rho dl, \quad (2.21)$$

donde  $\kappa_\nu$  es el coeficiente de absorción por unidad de densidad total (en masa) de gas y polvo,  $\rho$ , y la integral  $\int_{\text{visual}} \rho dl$  es la densidad columnar (en masa) de gas y polvo.

Para el rango milimétrico y submilimétrico, la expresión generalmente aceptada para  $\kappa_\nu$  es

$$\left[ \frac{\kappa_\nu}{\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}} \right] = 0.1 \left[ \frac{\nu}{1000 \text{ GHz}} \right]^\beta, \quad (2.22)$$

con  $\beta = 1.5$ . Tanto el coeficiente de  $\kappa_\nu$ , como  $\beta$ , son las mayores fuentes de incertidumbre, sobre todo para el polvo situado en el entorno cercano a objetos estelares jóvenes.

A longitudes de onda submilimétricas o más largas, la emisión por lo general es ópticamente delgada y, además, para las regiones frías se puede usar la aproximación de Rayleigh-Jeans, así, la expresión para la densidad de flujo se simplifica, y queda:

$$F_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_d \tau_\nu \Omega_S = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_d k_\nu \int \rho dl \Omega_S. \quad (2.23)$$

Teniendo en cuenta que la masa se relaciona con la densidad columnar  $N = \int \rho dl$  como  $N = \frac{M}{A}$  siendo  $A$  el área de la fuente, y que el ángulo sólido es  $\Omega_S = \frac{A}{D^2}$  (con  $D$  la distancia a la fuente), tenemos que  $F_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_d k_\nu \frac{M}{D^2}$ .

Despejando la masa, tenemos, en unidades prácticas (Palau et al. 2013):

$$\left[ \frac{M}{M_\odot} \right] = 3.25 \times \frac{e^{0.048\nu/T_d} - 1}{\nu^3 k_\nu} \times \left[ \frac{F_\nu}{\text{Jy}} \right] \left[ \frac{D}{\text{pc}} \right]^2, \quad (2.24)$$

donde  $\kappa_\nu$  está en unidades de  $\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$  y  $\nu$  en GHz.

## 2.3. El interferómetro CARMA

El interferómetro Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy (CARMA) comenzó operaciones en 2006 con seis antenas de 10.4 metros (arreglo de OVRO, con un haz primario de 33 segundos de arco a 1 mm). Más tarde se incorporaron nueve antenas de 6.1 metros (arreglo de BIMA, con un haz primario de 56 segundos de arco, a 1 mm) y ocho antenas de 3.5 metros (arreglo de SZA, Sunyaev–Zeldovich Array). Estas antenas se utilizaron en combinación para obtener imágenes del universo a longitudes de onda milimétricas.

CARMA normalmente funcionaba como una matriz de 23 elementos o como subconjuntos independientes de 15 antenas (BIMA + OVRO) y 8 antenas (SZA). Los dos subarreglos tienen diferentes capacidades según corresponda para sus objetivos científicos primarios. Las tablas

siguientes resumen las características de cada subarreglo.

Arreglo de 10-m y 6-m	Número de antenas	15 (6x10.4 m, 9x6.1 m)	
	Área total de recolección	772 metros cuadrados	
	Mayor resolución angular	0.15" (230 GHz arreglo-A)	
Configuraciones	A	0.25 – 2 KM	
	B	100-1000 m	
	C	30 – 350 m	
	D	11 – 150 m	
	E	8 – 66 m	
Recibidores	85 – 115 GHz	40 K (DSB)	
	215 – 265 GHz	70 K (DSB)	
	27 – 36 GHz	30 K (DSB)	
Correlador	Líneas de base	105	
	Ancho de banda total	4 GHz	
	Continuo	Canales espectrales	744 por banda lateral
	Línea espectral	Resolución espectral	5 MHz
		Anchos de banda seleccionables	2 MHz a 500 MHz (8 bandas)
		Canales espectrales	Hasta 383 por banda

Figura 2.2: Configuraciones de los arreglos OVRO y BIMA. Tomada de *mmarray.org*

Arreglo de 3.5-m	Número de antenas	8x3.5 metros de diámetro	
	Área total de recolección	78 metros cuadrados	
	Mayor resolución angular	1 minuto de arco (típica imagen a 9 mm)	
Configuraciones	SH, SL	4 – 12 m	
Recibidores	27 – 36 GHz	25 K (DSB)	
	80 – 115 GHz	45 K (DSB)	
Correlador	Líneas de base	28	
	Ancho de banda total	7.5 GHz	
	Continuo	15 por banda en 15 bandas de 500 MHz	

Figura 2.3: Configuraciones del arreglo SZA. Tomada de *mmarray.org*

Las observaciones utilizando el SZA (a 30 GHz) para realizar mediciones atmosféricas comenzaron en noviembre de 2008. El SZA también participó en experimentos en los que los tres tipos de arreglos se unieron al mismo correlador.

Las observaciones de CARMA se hicieron principalmente en el rango de 3 mm (80-115 GHz) y 1 mm (210-270 GHz) y en 2009 las antenas de OVRO fueron equipadas con receptores de 27-35 GHz e hicieron observaciones en el centimétrico. Las frecuencias milimétricas son útiles para detectar líneas de gas molecular, incluida la segunda molécula más abundante en el universo, el monóxido de carbono (CO). La observación de CO es un indicador directo de la presencia de gas de Hidrógeno molecular (la molécula más abundante en el Universo) que es difícil de detectar directamente. El polvo frío también es detectable en este rango de longitud de onda y puede usarse para estudiar objetos estelares en las primeras etapas de formación.

Ubicado cerca de Big Pine, California, Estados Unidos, a una altitud de 2,196 metros, en la llanura llamada Cedar Flat, CARMA hizo observaciones de formación planetaria, formación estelar, gas molecular en galaxias, el agujero negro en el centro de La Vía Láctea, cúmulos de galaxias, entre otras. Era operado por el Instituto de Tecnología de California (Caltech), la Universidad de California Berkeley, la Universidad de Chicago, la Universidad de Illinois y la Universidad de Maryland. Cerró operaciones en abril de 2015 y fue reubicado al este de Sierra Nevada.



Figura 2.4: Fotografía del interferómetro CARMA. Tomada de [www.caltech.edu](http://www.caltech.edu)

## 2.4. Obtención y calibración de datos

Las observaciones de CARMA a 3 mm y 1 mm que se han analizado en este trabajo se obtuvieron utilizando el modo de 15 antenas (seis antenas de 10.4 m y nueve antenas de 6.1 m). En este modo CARMA pudo procesar datos de 16 ventanas espectrales de ancho variable (8 ventanas en cada banda lateral), y así fue posible observar varias líneas espectrales junto con la emisión del continuo simultáneamente.

### 2.4.1. Observaciones a 3 mm

Las observaciones se llevaron a cabo el 6 de junio de 2013 con la configuración D de CARMA. Las líneas de base variaron entre 12 y 144 m. El centro de fase corresponde a la fuente J041757B, en  $\alpha_{J2000} = 04^h17^m58.700^s$  y  $\delta_{J2000} = +27^\circ41'15''$ . Las condiciones meteorológicas fueron buenas en Cedar Flat durante las observaciones, con una opacidad de 0.28 a 0.38 en 230 GHz y una fase eficaz de 246  $\mu\text{m}$  en promedio. La observación duró 7.9 horas, estando 6.2 horas en la fuente.

El primer oscilador local es un aparato electrónico que mezcla la frecuencia de entrada de un receptor para convertir la señal a frecuencias más bajas óptimas para el procesamiento de la señal (LO, por sus siglas en inglés). Para las observaciones presentadas en esta tesis, se estableció el primer LO en 101.485 GHz (2.96 mm). La configuración del correlador proporcionó observaciones simultáneas de la emisión de continuo (8 ventanas espectrales de 0.487 GHz cada una, con un total de 3.896 GHz de ancho de banda) y varias líneas, incluyendo HCN(1-0) ( $\nu_0=88.63160$  GHz),  $^{13}\text{CO}(1-0)$  ( $\nu_0=110.11684$  GHz), y  $^{12}\text{CO}(1-0)$  ( $\nu_0=115.271$  GHz). Cada banda espectral tiene 159 canales de 49 kHz de ancho (aproximadamente 0.14 km/s en la frecuencia observada) y 7.76 MHz de ancho total (aproximadamente 23.0 km/s).

Los quásares 3C84 y 3C111 se utilizaron como calibradores de paso de banda y de fase, respectivamente. Las observaciones de Marte proporcionaron la escala absoluta para la calibración de flujo. El flujo medido sobre 3C111 y 3C84 fue de 2.2 y 14.6 Jy, respectivamente. La incertidumbre de flujo en CARMA generalmente se estimaba del 10% a 3 mm. Los datos se editaron y calibraron siguiendo el procedimiento habitual utilizando el paquete MIRIAD. El haz final del continuo es de  $4.9 \times 3.9$  arcseg<sup>2</sup>, 76°, a éste se le aplicó un *taper* (ver más abajo) de 7.5 arcseg. El haz final se muestra en la Tabla 2.1.

### 2.4.2. Observaciones a 1 mm

Las observaciones se realizaron el 18 de septiembre de 2013, con CARMA en su configuración más compacta (configuración E). Las líneas de base variaron entre 5 y 53 m. Las observaciones



consistieron en un mosaico de dos puntos con centros separados  $33.9''$ . El centro de fase del suroeste fue  $\alpha_{J2000}=04^h17^m57.800^s$  y  $\delta_{J2000}=+27^\circ41'05''$ . La opacidad atmosférica osciló suavemente entre 0.14 y 0.21 la trayectoria rms tuvo una media de alrededor de  $308 \mu\text{m}$  lo que permitió derivar buenas correcciones de fase atmosférica después de la eliminación de algunos datos inútiles. La observación duró 8.7 horas, con 6.5 horas en la fuente.

El primer oscilador (LO) se estableció en 223.009 GHz (1.35 mm). La configuración del correlador proporcionó 6 ventanas espectrales dedicadas a observar la emisión de continuo, cada una de 0.487 GHz de ancho, lo que hace un total de 2.992 GHz de ancho de banda. El correlador también incluía ventanas espectrales más estrechas con diferentes resoluciones espectrales para cubrir ciertas líneas espectrales como  $^{13}\text{CO}(2-1)$  ( $\nu_0=220.398684$  GHz), y  $^{12}\text{CO}(2-1)$  ( $\nu_0=230.538000$  GHz). Mientras que la primera transición se observó con una ventana espectral de 31 MHz de ancho que incluía 319 canales, cada uno de 98 kHz (0.13 km/s), el último se observó con 62 MHz de ancho que incluía 255 canales de 244 kHz cada uno (0.32 km/s).

Se utilizó el Quasar 3C111 como calibrador de fase y Urano, que estaba sin resolver, como calibrador de paso de banda y de flujo absoluto. Después de las calibraciones, el flujo sobre 3C111 fue de 3.87 Jy. La incertidumbre de flujo en CARMA a 1 mm se calculó generalmente en alrededor de un 15 %.

Los datos se editaron y calibraron siguiendo el procedimiento habitual utilizando el paquete MIRIAD. El haz de la imagen de continuo es de  $3.9 \times 3.0$  arcseg<sup>2</sup>,  $-53^\circ$ , a éste se le aplicó un *taper* (ver más abajo) de 5 arcseg. El haz final se muestra en la Tabla 2.1.

La calibración de los datos presentados en esta tesis la realizó un colaborador y aquí nos centramos esencialmente en el proceso de obtención de imágenes a partir de estos datos calibrados.

## 2.5. Procesamiento de datos

Para el procesamiento de los datos y la obtención de las imágenes de CARMA, se utilizó el software CASA (Common Software Astronomy Applications). CASA es un software para calibrar, obtener imágenes y analizar datos de radiointerferómetros (como CARMA, ALMA, VLA), así como telescopios de un sólo plato. La infraestructura de CASA consta de un conjunto de herramientas C++ agrupadas bajo una interfaz iPython como tareas de reducción de datos. Esta estructura proporciona flexibilidad para procesar los datos a través de la interfaz de tareas o también como scripts de Python. Además de las tareas de reducción de datos, muchas herramientas de postprocesamiento están disponibles para una mayor flexibilidad y necesidades de reducción de propósito especial.

CASA está desarrollado por un consorcio internacional de instituciones científicas con sede en el Observatorio Nacional de Radioastronomía (NRAO), el Observatorio Europeo Austral (ESO), el Observatorio Astronómico de Japón (NAOJ), el Instituto de Astronomía y Astrofísica de la Academia Sinica (ASIAA), la división CSIRO de Astronomía y Ciencias del Espacio (CASS), y el Instituto Holandés de Radioastronomía (ASTRON) bajo la dirección de NRAO.

## 2.6. Obtención de imágenes limpias del continuo y de las transiciones moleculares

### 2.6.1. Procedimiento general para la obtención de imágenes a partir de las visibilidades

Tal como se mostró en las ecuaciones 2.12 y 2.13, la distribución de intensidad de una fuente vista desde un interferómetro es la transformada de Fourier inversa de las visibilidades. Las tareas **clean** y **tclean** son los métodos más populares y ampliamente utilizados en CASA para obtener  $I''(x, y)$  a partir de las visibilidades  $V(u, v)$ . En el momento en el que se realizó la limpieza de los datos para esta tesis, la tarea **tclean** presentaba algunas anomalías e incluso llegaba a generar fuentes artificiales. Por esta razón, aunque **clean** pronto se discontinuará de CASA, en esta tesis sí se usó la tarea **clean**.

A continuación se describen las características de la tarea **clean** utilizada en CASA para llevar a cabo la transformada inversa de Fourier de las visibilidades y obtener las imágenes limpias. Los detalles técnicos de los parámetros de **clean** se dan en el Apéndice A.

El primer paso en la creación de imágenes es hacer una inversión cuadrículada simple de Fourier de las visibilidades calibradas para obtener la imagen “sucio” o mapa sucio. El mapa “sucio” obtenido contiene características como artefactos con intensidad negativa que no pueden ser reales y que resultan del recubrimiento pobre del plano  $(u, v)$ . Por tanto, es necesario eliminar o “limpiar” estos artefactos para obtener una imagen final lo más parecida posible a la imagen real. **clean** aproxima la distribución de intensidad real  $I(x, y)$ , mediante la superposición de un número finito de fuentes puntuales con intensidad positiva  $T_i$  colocada en las posiciones  $(x_i, y_i)$ . El objetivo de **clean** es determinar  $T_i(x_i, y_i)$ , tal que

$$I''(x, y) = \sum_i T_i P_D(x - x_i, y - y_i) + I_\epsilon(x, y) \quad (2.25)$$

donde  $I''$  es el mapa sucio obtenido de la inversión de la función de visibilidad y  $P_D$  es el haz sucio (esto es, la respuesta del interferómetro a una fuente puntual, que incluye los artefactos producidos por el limitado recubrimiento del plano  $(u, v)$ ).  $I_\epsilon(x, y)$  es la distribución de brillo residual después de la descomposición. Se considera que la Ecuación 2.25 es exitosa cuando  $I_\epsilon$  es del orden del ruido en las intensidades medidas.

Como se mencionó en el párrafo anterior, el algoritmo usado en la tarea **clean** es un método iterativo que tiene como función encontrar el pico de la intensidad de la imagen sucia y restarle una fracción de dicha intensidad convolucionada por el haz sucio de la imagen, y después repetir esto  $n$  cantidad de veces hasta que las intensidades de los residuos sean comparables al ruido. Finalmente, el modelo resultante se convoluciona con un haz limpio de forma Gaussiana y con un FWHP (ancho de potencia a altura media) dado por la resolución angular esperada de  $\lambda/B$ , donde  $B$  es la longitud máxima de las líneas de base.

La tarea **clean** de CASA tiene muchas opciones:

- Obtener una imagen “sucio” y el haz “sucio” (PSF).
- Obtener imágenes de continuo de síntesis de multifrecuencia o imágenes de canales espectrales.

- Obtener imágenes de Stokes completas.
- Construir mosaicos de varios apuntados.
- Hacer limpieza multiescala.
- Hacer limpieza de gran campo de visión.
- Hacer limpieza interactiva mediante cajas variables.

La tarea de **clean** admite varios métodos para la deconvolución de datos y la creación de imágenes. Estos métodos se pueden configurar usando el parámetro *imagermode*, que elige el modo de operación de limpieza, ya sea como deconvolución de campo único usando ciclos mayores y menores de imagen solamente (*imagermode* = “ ”), deconvolución de campo único usando visibilidades residuales para ciclos principales Cotton-Schwab (CS) (*imagermode* = “csclean”), o mosaicos de campos múltiples que utilizan ciclos principales de CS (*imagermode* = “mosaic”).

En nuestro caso se usó el modo CS, donde la limpieza se divide en ciclos menores y mayores y se basa en las visibilidades residuales. Para cada campo, se realiza un ciclo menor utilizando el algoritmo “PSF” especificado por el parámetro *psfmode*. En los puntos de ruptura del ciclo mayor, los puntos así encontrados se restan de las visibilidades originales. Una variante rápida hace una convolución usando una TRF (Transformada Rápida de Fourier). Esto será más rápido para un gran número de visibilidades.

El pesado de los datos (*data weighting*) durante la obtención de imágenes permite mejorar el rango dinámico y ajustar el haz sintetizado de la imagen final y es uno de los parámetros que se probaron para obtener imágenes del continuo de esta tesis. El peso dado a cada visibilidad se puede variar para adaptarse a la salida deseada. Hay varias razones para ajustar el pesado, por ejemplo, la mejora de la sensibilidad a fuentes extendidas o la mayor resolución angular. Se puede ajustar el pesado usando **clean** y cambiando el parámetro de pesado con seis opciones: “natural”, “uniforme”, “briggs”, “superuniforme”, “briggsabs” y “radial”. En este trabajo se utilizó el esquema de pesado de “briggs”. Para describirlo es necesario hablar del pesado natural y uniforme.

Para *weighting* = “natural”, las visibilidades se ponderan sólo por los pesos de los datos, que se obtienen de la la calibración y deben ser iguales a la inversa de la varianza del ruido en esa visibilidad. El peso  $w_i$ , de la visibilidad  $i$  está dado por:

$$\omega_i = \frac{1}{\sigma_i^2}, \quad (2.26)$$

donde  $\sigma_i$  es el ruido rms en la visibilidad  $i$ . Cuando los datos se agrupan en la misma celda  $uv$ , para obtener imágenes, los pesos se suman y, por lo tanto, una densidad  $uv$  más alta da como resultado pesos de imagen más altos. Como el plano  $(u, v)$  suele tener más visibilidades en el centro, este pesado es el que genera un haz mayor. Es el modo de ponderación de la imagen predeterminado y debería producir una imagen “óptima” en cuanto a relación señal/ruido).

Para *weighting* = “uniform”, las ponderaciones de los datos primero se calculan como en la ponderación “natural”. Luego los datos se cuadrículan en varias celdas en el plano  $uv$  y se vuelven a ponderar para tener pesos de imagen “uniformes”. Más concretamente se cuadrícula la varianza inversa  $\omega_i$  para todos los datos seleccionados en una cuadrícula con un tamaño

de celda  $uv$  dada por  $2/\text{FOV}$ , donde FOV es el campo de visión especificado. Esto forma las ponderaciones cuadriculadas  $W_\kappa$ . El peso de la  $i$ -ésima visibilidad es entonces:

$$\omega'_i = \frac{\omega_i}{W_i} \quad (2.27)$$

Esto aumenta la influencia en la imagen final de los datos con pesos bajos que son los de las regiones más exteriores del plano  $(u, v)$  (se multiplican para que sean los mismos que para los datos ponderados más altos), lo que mejora la resolución y reduce los lóbulos laterales, pero aumenta el ruido rms de la imagen.

En el modo weighting = “briggs”, el esquema de ponderación usado es:

$$\omega_i = \frac{\omega_i}{1 + W_\kappa f^2} \quad (2.28)$$

donde  $W_\kappa$  se define como una ponderación “uniforme” y

$$f^2 = \frac{(5 \times 10^{-R})^2}{(\sum_i \omega_i)(\sum_\kappa W_\kappa^2)}, \quad (2.29)$$

donde  $R$  es el subparámetro de *robust*. La escala de  $R$  es tal que  $robust = 0$  ofrece un buen equilibrio entre resolución y sensibilidad.  $R$  toma valores entre -2.0 (cerca de “uniform weighting”) y 2.0 (cerca de “natural weighting”).

Finalmente, comentar que CASA tiene la opción de realizar un “*uvtaper*” que permite añadir un pesado adicional a las visibilidades, suavizándolas con una función Gaussiana mediante el parámetro “*outertaper*”, por el que se disminuye el peso en las líneas base externas del plano  $(u, v)$  y que permite mejorar la relación señal-a-ruido cuando la emisión es extendida.

### 2.6.2. Procedimiento específico para obtener imágenes limpias aplicado en este trabajo

En esta sección describiremos el proceso concreto que se aplicó en esta tesis para obtener las imágenes limpias, tanto del continuo como de las diferentes transiciones moleculares. Como el procedimiento es el mismo para el continuo y todas las transiciones, se describirá únicamente para la transición de  $^{13}\text{CO}(2-1)$ , esto porque fue a la que más tiempo se le dedicó por presentar más emisión. Los parámetros usados para las demás transiciones de igual manera se darán en el capítulo 3.

Para comenzar, partimos de las visibilidades calibradas en un archivo *.fits* el cual tenemos que cargar en CASA mediante la tarea **importuvfits**. A continuación, se utilizó la tarea **vishead** (ver Apéndice A para los detalles técnicos), que muestra la información que se presenta en la Figura 2.5.

```

vishead(vis='vis-w2-13co',mode='summary')
2019-07-26 08:10:35 INFO vishead #####
2019-07-26 08:10:35 INFO vishead ##### Begin Task: vishead #####
2019-07-26 08:10:35 INFO vishead vishead(vis='vis-w2-13co',mode='summary',listitens=['telescope', 'observer', 'project', 'field',
'freq_group_name', 'spw_name', 'schedule', 'schedule_type', 'release_date'],hdky="",hdindex="",
2019-07-26 08:10:35 INFO vishead hdvalue="")
2019-07-26 08:10:35 INFO ms =====
2019-07-26 08:10:35 INFO ms MeasurementSet Name: /home/mariano/Documents/TesisCASA/vis-w2-13co MS Version 2
2019-07-26 08:10:35 INFO ms =====
2019-07-26 08:10:35 INFO ms Observer: Project:
2019-07-26 08:10:35 INFO ms Observation: OVRO(23 antennas)
2019-07-26 08:10:35 INFO MSData Computing scan and subscan properties...
2019-07-26 08:10:35 INFO ms Data records: 64365 Total elapsed time = 27574.2 seconds
2019-07-26 08:10:35 INFO ms Observed from 18-Sep-2013/07:43:55.9 to 18-Sep-2013/15:23:30.2 (UTC)
2019-07-26 08:10:35 INFO ms
2019-07-26 08:10:35 INFO ms Fields: 2
2019-07-26 08:10:35 INFO ms ID Code Name RA Decl Epoch SrcId nRows
2019-07-26 08:10:35 INFO ms 0 J041757B 04:17:57.800000 +27:41:05.00000 J2000 0 32760
2019-07-26 08:10:35 INFO ms 1 J041757B 04:17:59.606849 +27:41:28.99994 J2000 1 31605
2019-07-26 08:10:35 INFO ms Spectral Windows: (1 unique spectral windows and 1 unique polarization setups)
2019-07-26 08:10:35 INFO ms SpwID Name #Chans Frame Ch0(MHz) ChanMid(kHz) TotBW(kHz) CtrFreq(MHz) Corrs
2019-07-26 08:10:35 INFO ms 0 none 319 LSRK 220409.379 -97.656 31152.3 220393.8520 LL
2019-07-26 08:10:35 INFO ms Antennas: 15 'name'='station'
2019-07-26 08:10:35 INFO ms ID= 0-4: '1'='ANT1', '2'='ANT2', '3'='ANT3', '4'='ANT4', '5'='ANT5',
2019-07-26 08:10:35 INFO ms ID= 5-9: '6'='ANT6', '7'='ANT7', '8'='ANT8', '9'='ANT9', '10'='ANT10',
2019-07-26 08:10:35 INFO ms ID= 10-13: '11'='ANT11', '12'='ANT12', '13'='ANT13', '14'='ANT14',
2019-07-26 08:10:35 INFO ms ID= 14-14: '15'='ANT15'
2019-07-26 08:10:35 INFO vishead ##### End Task: vishead #####
2019-07-26 08:10:35 INFO vishead #####

```

Figura 2.5: Tabla que arroja la tarea vishead.

Con los datos principales obtenidos con **vishead** (*ChanWid*, *TotBW* y *CtrFreq*) se pueden conocer el *ancho de banda* y el *ancho de canal* específicos para cada transición. Para el ancho de banda, se utilizó la siguiente fórmula:

$$BandWidth = \frac{(TotBW)c}{CtrFreq}, \quad (2.30)$$

y para el ancho del canal:

$$ChanWidth = \frac{(ChanWid)c}{CtrFreq}. \quad (2.31)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz. Los valores obtenidos de estas fórmulas se muestran en la Tabla 2.1 para cada línea molecular observada así como para el continuo a 1 y 3 mm.

Transición	Ancho del canal (km/s)	Ancho de banda (km/s)	Haz, P.A. (arcseg <sup>2</sup> , grados)	rms (mJy/beam)
<sup>13</sup> CO(1-0)	0.13	21.12	5.7×5.1, 51	43
C <sup>18</sup> O(1-0)	0.13	42.53	5.7×5.14, 52	45
CS(2-1)	0.14	23.75	6.2×5.4, 52	38
N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (1-0)	0.15	24.98	6.4×5.6, 56	49
CO(2-1)	0.31	80.95	5.5×4.5, -48	60
<sup>13</sup> CO(2-1)	0.13	42.37	5.8×4.6, -46	82
C <sup>18</sup> O(2-1)	0.13	42.53	5.9×4.6, -46	100
Continuo 1 mm			4.8× 3.7, -50	0.7
Continuo 3 mm			7.6× 7.5, -3	0.2

Cuadro 2.1: Valores del ancho del canal, ancho de banda, tamaño del haz y valor del ruido para cada transición observada y para el continuo.

El ancho de banda nos dice el rango de velocidades observado para cada transición. Por ejemplo, para la molécula de <sup>13</sup>CO(2-1), el rango máximo de velocidades del cubo será de 42 km/s. El ancho de canal nos dice el salto entre cada canal del cubo. Es decir, para el <sup>13</sup>CO(2-1) es de 0.13 km/s, aunque en nuestro caso se generaron cubos con un ancho de canal de 0.2 km/s para mejorar la relación señal-a-ruido.

Lo que la bibliografía proporciona acerca de la emisión en esta región de la nube de Tauro, es que está alrededor de 7 km/s (ej: Palau et al. 2012). Con base en esto, la imagen “sucia” que se obtuvo tiene 40 canales que van desde los 2 km/s hasta los 9.8 km/s con saltos de 0.2 km/s.



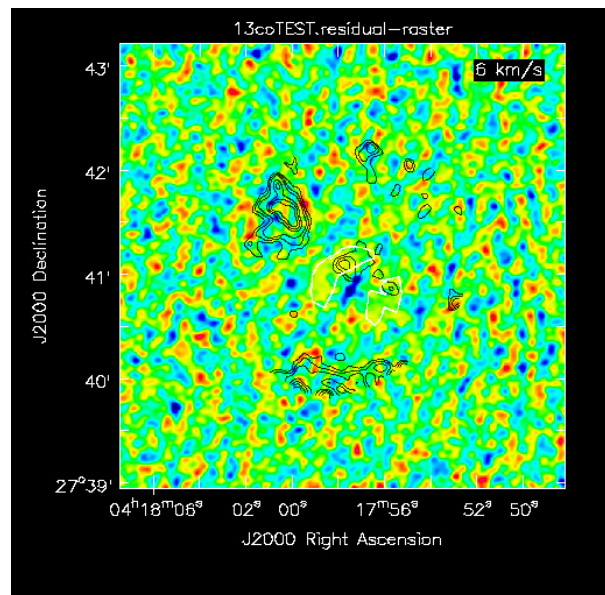


Figura 2.8: Canal al final del proceso de limpieza de la región con emisión más intensa.

• Por último, se limpió usando una caja que cubría todo el campo de visión. Esta técnica es bien conocida y permite limpiar los picos residuales más intensos, tanto positivos como negativos, con lo cual se compensan y baja el ruido final de todo el mapa. Para algunos canales específicos con lóbulos negativos bastante profundos este último paso se aplicó excluyendo dichos lóbulos de la caja. Este método permitió reducir los lóbulos negativos considerablemente. El último paso del limpieza se ve en la Figura 2.9.

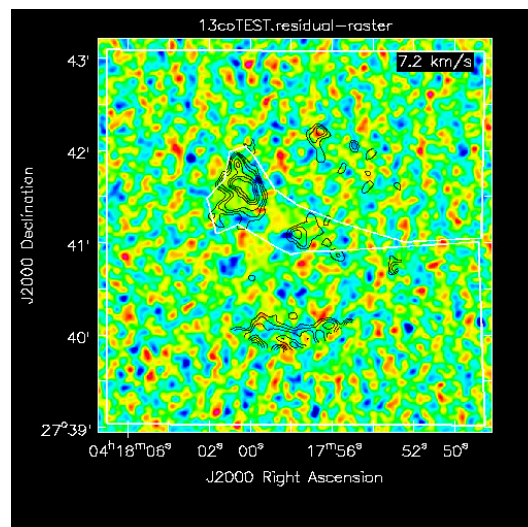


Figura 2.9: Canal al final del proceso de limpieza donde únicamente se ve emisión residual.

### 2.6.3. Inspección de los mapas de canales y obtención de espectros

Para cada cubo limpio se inspeccionaron los mapas de canales con el objetivo de identificar las estructuras con emisión significativa. Esto se hizo utilizando el **viewer** de CASA.

El **viewer** de CASA permite visualizar imágenes, cubos de datos y visibilidades. La ventana que se abre muestra imágenes en forma de rasterizado, contornos, vectores o marcadores. Al ejecutar el visor, aparece una ventana de visualización. Si no se especificó ningún archivo de datos, también aparece una ventana para cargar datos. Seleccionando el archivo de datos

## 2.6. OBTENCIÓN DE IMÁGENES LIMPIAS DEL CONTINUO Y DE LAS TRANSICIONES MOLECULARES

deseado y eligiendo el tipo de visualización, los datos aparecen en el panel de visualización. También aparece una ventana de opciones de visualización de datos. Tiene subsecciones desplegables para una gran variedad de herramientas de análisis como obtención de la estadística de una región, ajuste de fuentes Gaussianas, obtención de espectros, generación de diagramas posición-velocidad, entre otras.

Una vez que se identificaron las estructuras de emisión importante, se obtuvieron los espectros de las líneas en las regiones de interés. Para producir los espectros se definió una región en el canal donde hay más emisión y se utilizó la opción que nos da el **viewer** de CASA para generar el espectro usando la opción “promedio”. Esto se muestra en las Figuras 2.10 y 2.11.

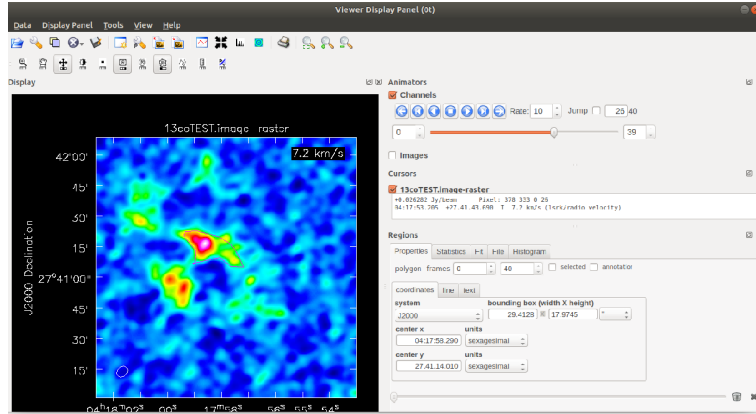


Figura 2.10: Región definida en un canal de la línea  $^{13}\text{CO}(2-1)$  para obtener su espectro promedio.

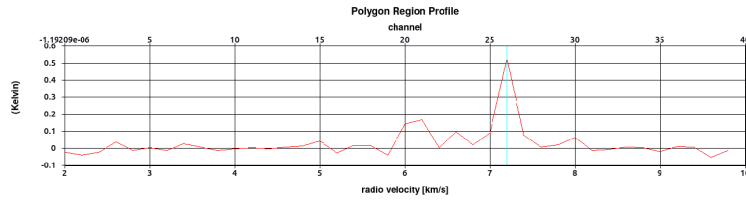


Figura 2.11: Espectro promedio de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  promediado en la región que se muestra en la Figura 2.10.

### 2.6.4. Momentos Cero

Una manera de ver de forma compacta la emisión de un cubo es generando un momento cero, que corresponde a la emisión integrada en un cierto rango de canales. En CASA, el momento cero se genera usando la tarea **immoments**. Esta tarea calcula los momentos espectrales de un cubo en cada píxel. Para nuestro estudio se usó  $\text{moments} = 0$ , que corresponde a la intensidad integrada en velocidad para cada píxel. En esta tarea es importante especificar el subparámetro *includepix*, que es el rango de valores de intensidad que se incluyen en el cálculo. En nuestro caso se generó el momento cero para todas las transiciones detectadas con CARMA. Los detalles de la tarea **immoments** se dan en el Apéndice A.





# Capítulo 3

## Resultados

Utilizando la metodología mencionada en el capítulo 2 para la obtención de imágenes, se obtuvieron las imágenes limpias del continuo y de las diferentes transiciones moleculares observadas con CARMA. En las siguientes secciones proporcionamos los parámetros principales usados en **clean** para generar las imágenes, mostramos las imágenes limpias obtenidas y presentamos los resultados principales. En el Apéndice B se puede encontrar el comando completo de **clean** usado en cada caso.

### 3.1. Continuo a 3 mm

Para obtener la imagen del continuo a 3 mm, los principales parámetros que se usaron en la tarea **clean** de CASA son:

```
imsize = 256  
cell = ['1.0arcsec']  
mode = "mfs"  
weighting = "briggs"  
robust = 2  
outertaper = ['7.5arcsec']  
threshold = "0.1mJy"  
niter = 100000
```

El cubo se limpió con una caja alrededor de la emisión del CSO a  $350\ \mu\text{m}$  y después se quitó la caja para limpiar toda la imagen. Se hicieron pruebas usando diferentes parámetros de *robust* así como diferentes *wtaper*, y *robust*=2 y *outertaper*=7.5 arcseg resultó ser la opción más adecuada. La imagen final tiene un ruido de 0.2 mJy/beam y un haz sintetizado de  $7.6 \times 7.5$  arcseg<sup>2</sup> con un ángulo de posición (P.A.) de  $-3^\circ$ .

Como se puede observar en la Figura 3.1, se detectó una nueva fuente a 3 mm a un nivel de 4.8 veces el ruido, localizada a unos 20 arcseg al sureste del pico de emisión de J041757NE. Recordamos que en este trabajo designaremos con el nombre "J041757NE" a la fuente detectada con el CSO a  $350\ \mu\text{m}$  al noreste de J041757B por Palau et al. (2012). La nueva fuente detectada con CARMA a 3 mm es muy compacta y podría ser parte de J041757NE. A esta fuente detectada a 3 mm con CARMA le llamamos J041757NE-MM1.

### 3.2. Continuo a 1.3 mm

Para la emisión del continuo a 1.3 mm se usaron los siguientes parámetros en **clean**:

```

imsize = 512
cell = ['0.5arcsec']
mode = "mfs"
weighting = "briggs"
robust = 2
outertaper = ['5arcsec']
threshold = "0.5mJy"
niter = 100000

```

El cubo obtenido se limpió de la misma manera que el continuo a 3 mm, llegando a un ruido de 0.66 mJy/beam y con un haz sintetizado de  $4.8 \times 3.7$  arcseg<sup>2</sup> y P.A. =  $-50^\circ$ .

La emisión a 1.3 mm se puede ver en contornos rojos en la Figura 3.1. Se detectaron tres fuentes compactas a 1.3 mm cerca de J041757NE-MM1 a un nivel de  $4\sigma$  que llamamos "A", "B" y "C". La fuente B podría estar asociada a J041757NE-MM1 ya que está a 4 arcseg ( $\sim 500$  UA) hacia el suroeste de ella. Por otro lado, la fuente C podría tener su contraparte a 3 mm con una pequeña señal a 3 sigma.

En la Figura 3.1 los contornos grises corresponden a la emisión a  $350 \mu\text{m}$ , donde la fuente cercana al centro corresponde a J041757B. Como se muestra en la figura, CARMA no detectó nada de emisión a 3 y 1.3 mm para la fuente J041757B. En cambio, a partir de datos preliminares de ALMA de esta región (Palau, Durán-García et al., en preparación), sabemos que J041757B sí tiene contraparte a 1.3 mm, con una intensidad de 0.36 mJy/beam. Dado que el ruido obtenido con CARMA a 1.3 mm es de 0.66 mJy beam<sup>-1</sup>, es normal que no se haya detectado esta fuente con CARMA porque a 1.3 mm el ruido de CARMA es el doble que la intensidad de pico de la fuente de ALMA a la misma frecuencia.

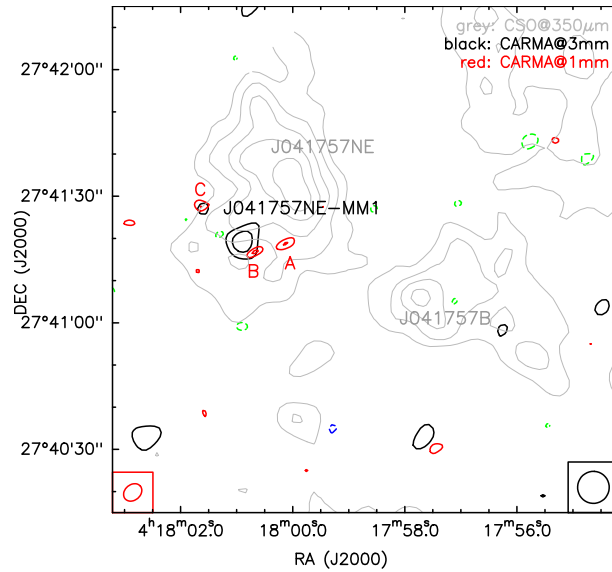


Figura 3.1: Los contornos negros y rojos corresponden a la emisión del continuo a 3 mm y a 1.3 mm, respectivamente, observada por CARMA y sus valores son  $-3$ ,  $3$  y  $4$  veces el ruido. El valor del rms es igual a  $0.66$  mJy beam<sup>-1</sup> para 1.3 mm y  $0.2$  mJy beam<sup>-1</sup> para 3 mm. Los contornos grises muestran la emisión del CSO a  $350 \mu\text{m}$  y equivalen a una relación señal-ruido de 2, 4, 6, 8 y 10 veces. El haz de CARMA a 3 mm se muestra en la esquina inferior derecha y el haz de CARMA a 1.3 mm se muestra en la esquina inferior izquierda.

### 3.3. Transiciones moleculares

#### 3.3.1. $^{13}\text{CO}(1-0)$

Para limpiar el cubo de  $^{13}\text{CO}(1-0)$  se utilizaron los siguientes parámetros en **clean**:

```

imsize = 512
cell = ['0.5arcsec']
mode = "velocity"
weighting = "briggs"
robust = 2
outertaper = ['4.5arcsec']
threshold = "10mJy"
niter = 100000
nchan = 40
start = "2km/s"
width = "0.2km/s"

```

El proceso de limpiado se efectuó como se ha descrito en el capítulo 2. Se usaron cajas delimitando la emisión más intensa en una primera fase del proceso de limpiado sólo en los canales de 7, 7.2 y 7.4  $\text{km s}^{-1}$ . Una vez hecho esto, se quitó la caja para limpiar más profundamente estos canales. Las iteraciones fueron 2000 para limpiar dentro de las cajas y 2000 para limpiar todo el campo. Para los canales donde no hay emisión no se usaron cajas y se limpiaron con unas 2000 iteraciones. El ruido final del cubo es de 0.04 Jy/beam y el haz sintetizado es de  $5.7 \times 5.1 \text{ arcsec}^2$  con P.A. =  $51^\circ$ .

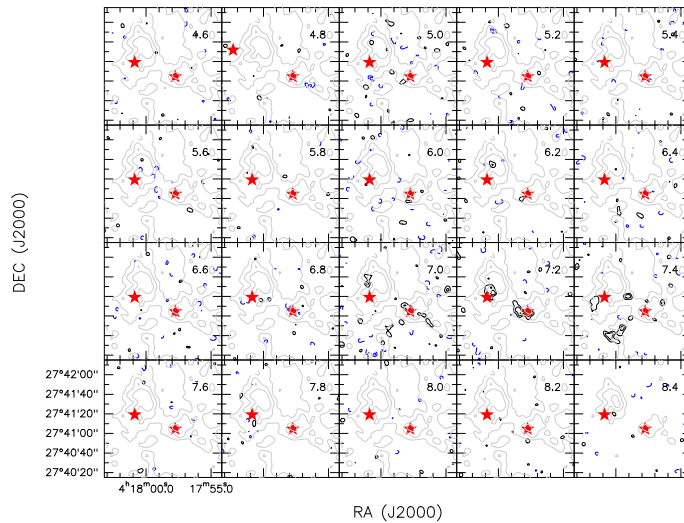


Figura 3.2: Mapa de canales de la transición  $^{13}\text{CO}(1-0)$ . Los contornos negros (positivos) y azules (negativos) corresponden a la emisión de  $^{13}\text{CO}(1-0)$  y son  $-9, -7, -5, -3, 3, 5, 7, 9, 11, 13$  y  $15$  veces el ruido de  $0.04 \text{ Jy beam}^{-1}$ . La estrella roja central indica la posición de J041757B y la estrella roja de la izquierda indica la posición de J041757NE-MM1. Los contornos grises muestran la emisión del CSO a  $350 \mu\text{m}$  y corresponden a una relación señal-a-ruido de  $2, 4, 6, 8$  y  $10$  veces. En la esquina superior derecha de cada panel se indica la velocidad del canal en  $\text{km/s}$ .

En la Fig. 3.2 se presenta la emisión de  $^{13}\text{CO}(1-0)$  en el rango de velocidades de 4.6 a 8.4  $\text{km s}^{-1}$ . La figura muestra emisión a  $5\sigma$  o más en los canales de 7 a 7.4  $\text{km s}^{-1}$ . La emisión a 7 y 7.2  $\text{km s}^{-1}$  se encuentra en las inmediaciones de la fuente J041757B (estrella roja central) y está alargada en la dirección suroeste-noreste. En cambio, en los canales de 7.2 y 7.4  $\text{km s}^{-1}$  se aprecia emisión cercana a J041757NE-MM1 (estrella roja izquierda). Para el canal a 7.4  $\text{km s}^{-1}$  también se recuperó algo de emisión al suroeste de la fuente J041757NE-MM1,

donde justamente también se puede ver un pequeño filamento norte-sur a  $350 \mu\text{m}$ . Esta emisión se recupera en algunas otras moléculas (como se verá a continuación), por lo que podría ser emisión real que une la fuente J041757NE con el filamento principal B213 de la nube de Tauro, (situado al sur-suroeste de nuestro campo de visión). De hecho, este pequeño filamento también se puede apreciar en la imagen de Herschel/SPIRE a  $250 \mu\text{m}$  de la Figura 1.10-derecha.

### 3.3.2. $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$

Para limpiar el cubo de  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  se utilizaron los siguientes parámetros de **clean**:

```

imsize = 512
cell = ['0.5arcsec']
mode = "velocity"
weighting = "briggs"
robust = 2
outertaper = ['4.5arcsec']
threshold = "10mJy"
niter = 100000
nchan = 40
start = "2km/s"
width = 0.2km/s"

```

El proceso de limpiado se llevó a cabo para todo el cubo con especial énfasis en los canales de  $6.6 \text{ km s}^{-1}$  hasta el  $7.4 \text{ km s}^{-1}$ , pero como se puede observar en la Figura 3.3, no se detectó emisión significativa en ningún canal por lo que esta transición no se tratará más en este trabajo.

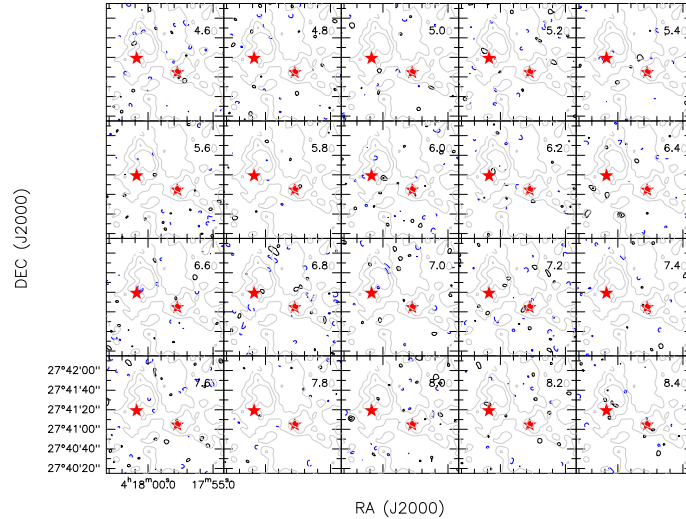


Figura 3.3: Mapa de canales de la transición  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ . Los contornos negros (positivos) y azules (negativos) corresponden a la emisión de  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  y son  $-9, -7, -5, -3, 3, 5, 7, 9, 11, 13$  y  $15$  veces el ruido de  $0.04 \text{ Jy beam}^{-1}$ . La estrella roja central indica la posición de J041757B y la estrella roja de la izquierda indica la posición de J041757NE-MM1. Los contornos grises muestran la emisión del CSO a  $350 \mu\text{m}$  y corresponden a una relación señal-a-ruido de  $2, 4, 6, 8$  y  $10$  veces. En la esquina superior derecha de cada panel se indica la velocidad del canal en  $\text{km/s}$ .

### 3.3.3. $\text{CS}(2-1)$

Para limpiar el cubo de  $\text{CS}(2-1)$  se utilizaron los siguientes parámetros en **clean**:

```

imsize = 512
cell = ['0.5arcsec']

```

```

mode = "velocity"
weighting = "briggs"
robust = 2
outertaper = ['4.5arcsec']
threshold = "0.04Jy"
niter = 100000
nchan = 40
start = "2km/s"
width = "0.2km/s"

```

Para la transición de CS(2-1) se llevó a cabo el proceso de limpieza desde el canal a 6.8 km s<sup>-1</sup> hasta el canal a 7.4 km s<sup>-1</sup>. Al igual que en las demás transiciones, se pusieron cajas alrededor de la emisión de estos canales hasta que ésta quedara al mismo nivel que el ruido y después se acabó de limpiar la imagen en todo el campo de visión. El cubo final tiene un ruido de 0.035 Jy/beam y un haz sintetizado de 6.2×5.4 arcseg con P.A. = 52°.

En la Fig. 3.4 se puede ver que hay emisión arriba de 5 sigma en los canales de 6.8 a 7.4 km/s. En los canales de 6.8 km s<sup>-1</sup> y 7 km s<sup>-1</sup> se observa emisión al sur de J041757NE, alargada en la dirección este-oeste y más o menos bien centrada en J041757NE-MM1.

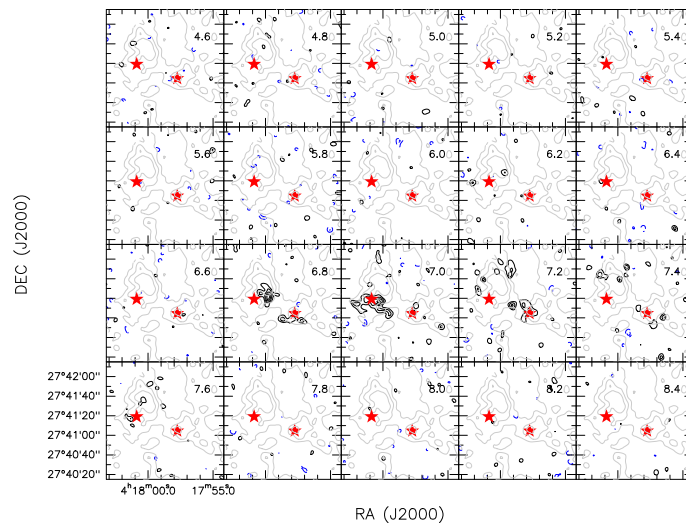


Figura 3.4: Mapa de canales de la transición CS(2-1). Los contornos negros (positivos) y azules (negativos) corresponden a la emisión de CS(2-1) y son -9, -7, -5, -3, 3, 5, 7, 9, 11, 13 y 15 veces el ruido de 0.035 Jy beam<sup>-1</sup>. La estrella roja central indica la posición de J041757B y la estrella roja de la izquierda indica la posición de J041757NE-MM1. Los contornos grises muestran la emisión del CSO a 350 μm y corresponden a una relación señal-a-ruido de 2, 4, 6, 8 y 10 veces. En la esquina superior derecha de cada panel se indica la velocidad del canal en km/s.

Para el canal de 7.2 km s<sup>-1</sup> la emisión se encuentra muy cerca de la fuente J041757B y está alargada hacia el noreste, de forma similar a la emisión que se encontró en <sup>13</sup>CO(1-0) también a esta misma velocidad.

### 3.3.4. N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1-0)

Para limpiar el cubo de N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1-0) se utilizaron los siguientes parámetros en **clean**:

```

imsize = 512
cell = ['0.5arcsec']
mode = "velocity"

```

```

weighting = "briggs"
robust = 2
outertaper = ['4.5arcsec']
threshold = "10mJy"
niter = 100000
nchan = 40
start = "2km/s"
width = "0.2km/s"

```

Para esta transición se hizo la limpieza desde los canales de  $4.8 \text{ km s}^{-1}$  hasta  $7.4 \text{ km s}^{-1}$ . En el cubo final no se logró recuperar emisión significativa (Fig. 3.5), lo cual no se esperaba porque Palau et al. (2012) detectaron emisión de  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  proveniente de J041757B y J041757NE (ver Fig. 1.10 de esta tesis). La no detección con CARMA sugiere o bien una falta de sensibilidad, o que la emisión de  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  ha sido filtrada por el interferómetro, y en este último caso, la emisión debería tener un tamaño  $\gtrsim 23''$  (tomando la línea de base más corta de las observaciones de CARMA a 3 mm, de 12 m, sección 2.4.1, y siguiendo el Apéndice de Palau et al. 2010).

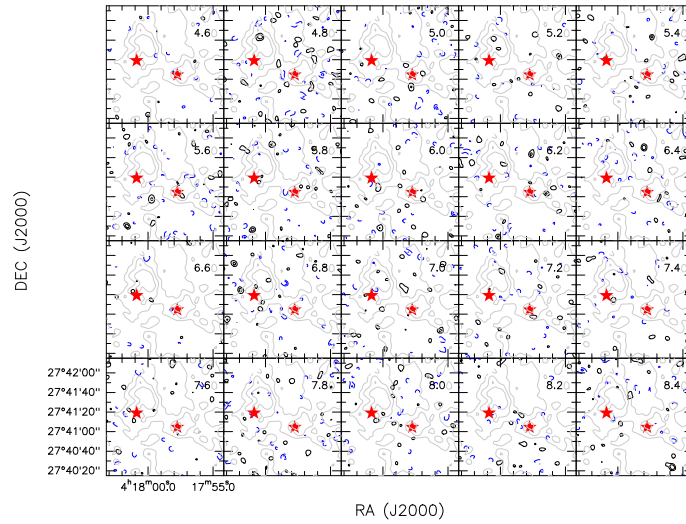


Figura 3.5: Mapa de canales de la transición  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ . Los contornos negros (positivos) y azules (negativos) corresponden a la emisión de  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  y son  $-9, -7, -5, -3, 3, 5, 7, 9, 11, 13$  y  $15$  veces el ruido de  $0.042 \text{ Jy beam}^{-1}$ . La estrella roja central indica la posición de J041757B y la estrella roja de la izquierda indica la posición de J041757NE-MM1. Los contornos grises muestran la emisión del CSO a  $350 \mu\text{m}$  y corresponden a una relación señal-a-ruido de  $2, 4, 6, 8$  y  $10$  veces. En la esquina superior derecha de cada panel se indica la velocidad del canal en  $\text{km/s}$ .

### 3.3.5. CO(2-1)

Para limpiar el cubo de CO(2-1) se utilizaron los siguientes comandos en **clean**:

```

imsize = 512
cell = ['0.5arcsec']
mode = "velocity"
weighting = "briggs"
robust = 2
outertaper = ['4.5arcsec']
threshold = "10mJy"
niter = 100000
nchan = 20
start = "2km/s"

```

$width = "0.4\text{km/s}"$

Esta transición se observó con una resolución espectral de  $0.3\text{ km s}^{-1}$ , a diferencia de las demás transiciones que se observaron con una resolución de  $\sim 0.15\text{ km s}^{-1}$  (Tabla 2.1). La resolución espectral final del cubo de  $\text{CO}(2-1)$  es de  $0.4\text{ km s}^{-1}$ . La limpieza abarcó desde los  $4.8\text{ km s}^{-1}$  hasta los  $7.6\text{ km s}^{-1}$ , y el cubo final tiene un ruido de  $0.04\text{ Jy/beam}$  y un haz sintetizado de  $5.5 \times 4.5\text{ arcsec}^2$  con  $\text{P.A.} = -48^\circ$ .

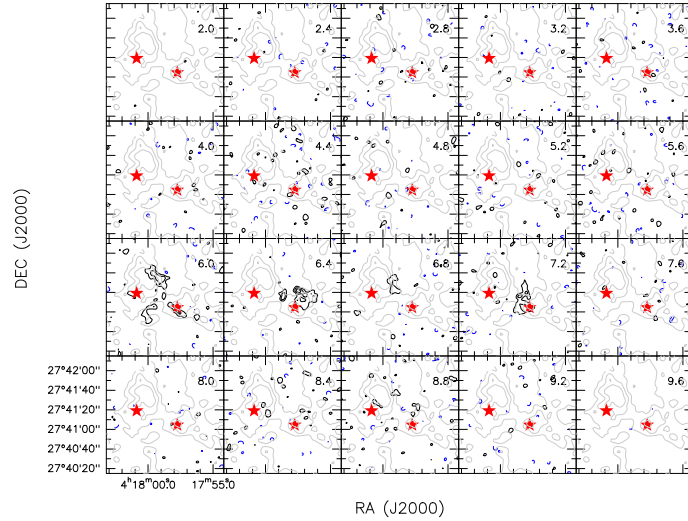


Figura 3.6: Mapa de canales de la transición  $\text{CO}(2-1)$ . Los contornos negros (positivos) y azules (negativos) corresponden a la emisión de  $\text{CO}(2-1)$  y son  $-9, -7, -5, -3, 3, 5, 7, 9, 11, 13$  y  $15$  veces el ruido de  $0.04\text{ Jy beam}^{-1}$ . La estrella roja central indica la posición de  $\text{J041757B}$  y la estrella roja de la izquierda indica la posición de  $\text{J041757NE-MM1}$ . Los contornos grises muestran la emisión del CSO a  $350\mu\text{m}$  y corresponden a una relación señal-a-ruido de  $2, 4, 6, 8$  y  $10$  veces. En la esquina superior derecha de cada panel se indica la velocidad del canal en  $\text{km/s}$ .

Como se puede ver en la Fig 3.6, se detectó emisión de  $\text{CO}(2-1)$  desde  $6.0$  hasta  $7.2\text{ km/s}$ . En el canal de  $6.0\text{ km s}^{-1}$  se puede ver una estructura alargada en dirección suroeste-noreste en la posición de  $\text{J041757B}$  y algo de emisión bordeando el sur y el oeste de la fuente  $\text{J041757NE}$ . Para los canales a  $6.4\text{ km s}^{-1}$  y  $7.2\text{ km s}^{-1}$ , se observa emisión bastante extendida al norte y noreste de  $\text{J041757B}$ .

### 3.3.6. $^{13}\text{CO}(2-1)$

Para limpiar el cubo de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  se utilizaron los siguientes parámetros de **clean**:

```

imsize = 512
cell = ['0.5arcsec']
mode = "velocity"
weighting = "briggs"
robust = 2
outertaper = ['4.5arcsec']
threshold = "10mJy"
niter = 100000
nchan = 40
start = "2km/s"
width = "0.2km/s"

```

Esta transición fue a la que más tiempo se le invirtió en el proceso de limpiado (imágenes de la sección 2.6), donde se hicieron cajas específicas desde los  $4.6$  hasta los  $7.4\text{ km s}^{-1}$ . Tanto



para limpiar la emisión como para los canales sin emisión aparente se usaron 2500 iteraciones al limpiar todo el campo. El ruido final del cubo es de  $0.06 \text{ Jy/beam}$  y el haz sintetizado es de  $5.8 \times 4.6 \text{ arcseg}^2$  con  $\text{P.A.} = -46^\circ$ .

En la Figura 3.7 se puede observar que hay emisión débil de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  desde  $4.8$  hasta  $5.8 \text{ km s}^{-1}$  al oeste de J041757B. En los canales de  $6.0$  a  $6.8 \text{ km s}^{-1}$  hay emisión muy cercana a J041757B. En los canales de  $6.8 \text{ km s}^{-1}$  a  $7.4 \text{ km s}^{-1}$  se recupera tanto emisión cerca de J041757B como emisión cercana a J041757NE-MM1.

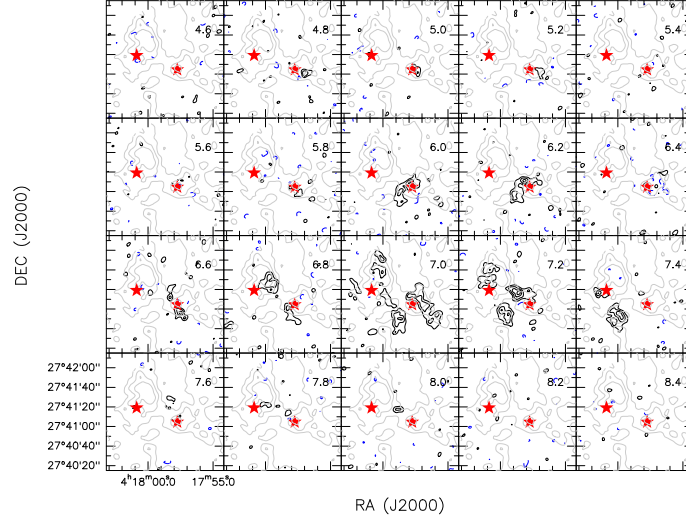


Figura 3.7: Mapa de canales de la transición  $^{13}\text{CO}(2-1)$ . Los contornos negros (positivos) y azules (negativos) corresponden a la emisión de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  y son  $-9, -7, -5, -3, 3, 5, 7, 9, 11, 13$  y  $15$  veces el ruido de  $0.06 \text{ Jy beam}^{-1}$ . La estrella roja central indica la posición de J041757B y la estrella roja de la izquierda indica la posición de J041757NE-MM1. Los contornos grises muestran la emisión del CSO a  $350 \mu\text{m}$  y corresponden a una relación señal-a-ruido de  $2, 4, 6, 8$  y  $10$  veces. En la esquina superior derecha de cada panel se indica la velocidad del canal en  $\text{km/s}$ .

En los canales de  $7.0 \text{ km s}^{-1}$  y  $7.2 \text{ km s}^{-1}$  se pueden apreciar dos grandes estructuras. Una de ellas empieza al norte de J041757NE y parece ser parte del filamento norte-sur que une J041757NE con el filamento B213 de Tauro; y la otra empieza en el norte de J041757B y sigue hacia el suroeste, también trazando otro de los filamentos que une J041757NE con B213.

### 3.3.7. $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$

Para limpiar el cubo de  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  se utilizaron los siguientes parámetros de **clean**:

```

imsize = 512
cell = ['0.5arcsec']
mode = "velocity"
weighting = "briggs"
robust = 2
outertaper = ['4.5arcsec']
threshold = "10mJy"
niter = 100000
nchan = 40
start = "2km/s"
width = "0.2km/s"

```

El ruido del cubo es de  $0.1 \text{ Jy/beam}$  y el haz sintetizado es de  $5.9 \times 4.6 \text{ arcseg}^2$  con  $\text{P.A.} = -46^\circ$ .

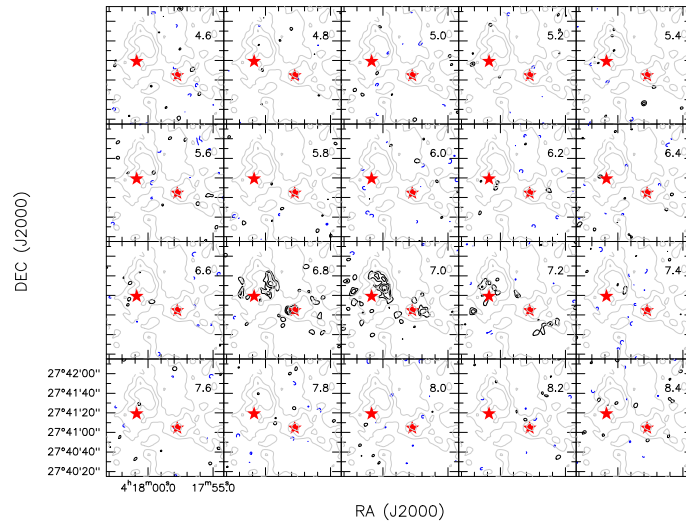


Figura 3.8: Mapa de canales de la transición  $C^{18}O(2-1)$ . Los contornos negros (positivos) y azules (negativos) corresponden a la emisión de  $C^{18}O(2-1)$  y son  $-9, -7, -5, -3, 3, 5, 7, 9, 11, 13$  y  $15$  veces el ruido de  $0.04 Jy beam^{-1}$ . La estrella roja central indica la posición de J041757B y la estrella roja de la izquierda indica la posición de J041757NE-MM1. Los contornos grises muestran la emisión del CSO a  $350 \mu m$  y corresponden a una relación señal-a-ruido de  $2, 4, 6, 8$  y  $10$  veces. En la esquina superior derecha de cada panel se indica la velocidad del canal en km/s.

En esta transición se observa emisión en los canales de  $6.8$  a  $7.2$  km/s. Los canales de  $6.8$  y  $7.0$  km  $s^{-1}$  presentan emisión extendida trazando el borde de J041757NE, sobre todo el borde oeste, así como emisión más compacta cerca de J041757B. El  $C^{18}O(2-1)$  no parece estar asociado a ningún pico de emisión de polvo. Esto podría deberse a que el CO se ha condensado en los granos de polvo por las bajas temperaturas asociadas del gas.

### 3.4. Espectros

Para obtener los espectros de las siete transiciones estudiadas en este trabajo se utilizó el método mencionado en el capítulo 2.

Se seleccionaron tres regiones en J041757B ( $4\sigma$  de la emisión del CSO a  $350 \mu m$ ), J041757NE ( $6\sigma$  de la emisión del CSO a  $350 \mu m$ ) y J041757NE-MM1 ( $3\sigma$  de la emisión de CARMA a  $3$  mm). Las regiones usadas para generar los espectros se presentan a continuación (Figuras 3.9, 3.10 y 3.11).

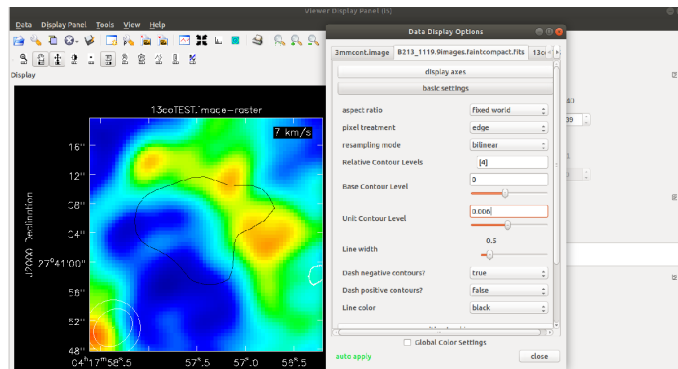


Figura 3.9: Región usada para el objeto J041757B para generar su espectro, que corresponde al continuo de  $4\sigma$  de la emisión a  $350 \mu m$  de Palau et al. (2012).

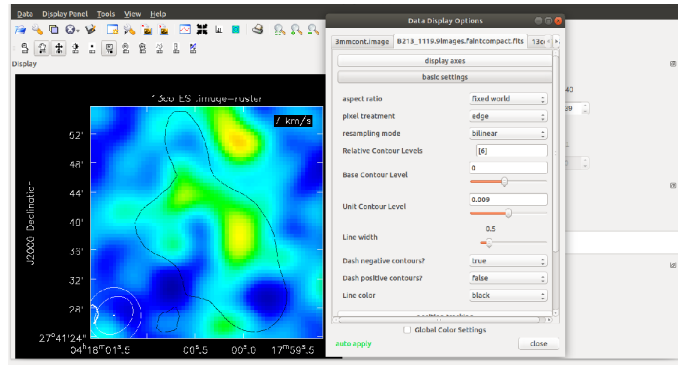


Figura 3.10: Región usada para el objeto J041757NE para generar su espectro, que corresponde al continuo de  $6\sigma$  de la emisión a  $350\ \mu\text{m}$  de Palau et al. (2012).

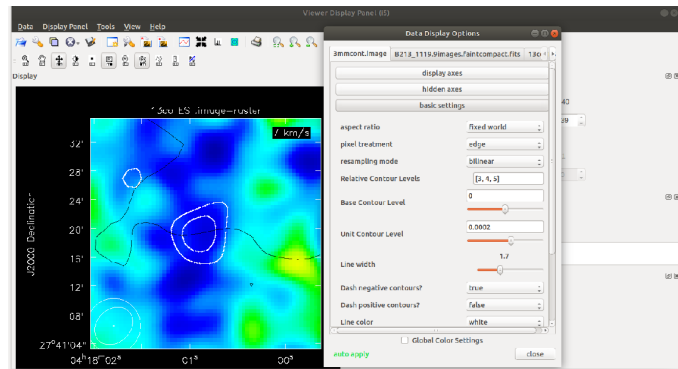


Figura 3.11: Región usada para el objeto J041757NE-MM1 para generar su espectro, que corresponde al continuo de  $3\sigma$  de la fuente detectada con CARMA a 3 mm en este trabajo.

### 3.4.1. J041757B

El espectro de emisión de cada transición para la posición del objeto J041757B se presenta en la Figura 3.12. Para el  $^{13}\text{CO}(1-0)$  el pico de la emisión está por los 0.3 K y alrededor de 7 y 7.2  $\text{km s}^{-1}$ . En  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  y  $\text{CO}(2-1)$  no se detecta emisión para esta fuente. La transición de  $\text{CS}(2-1)$  tiene el pico de emisión en 7.2  $\text{km s}^{-1}$  que llega hasta casi los 0.4 K.

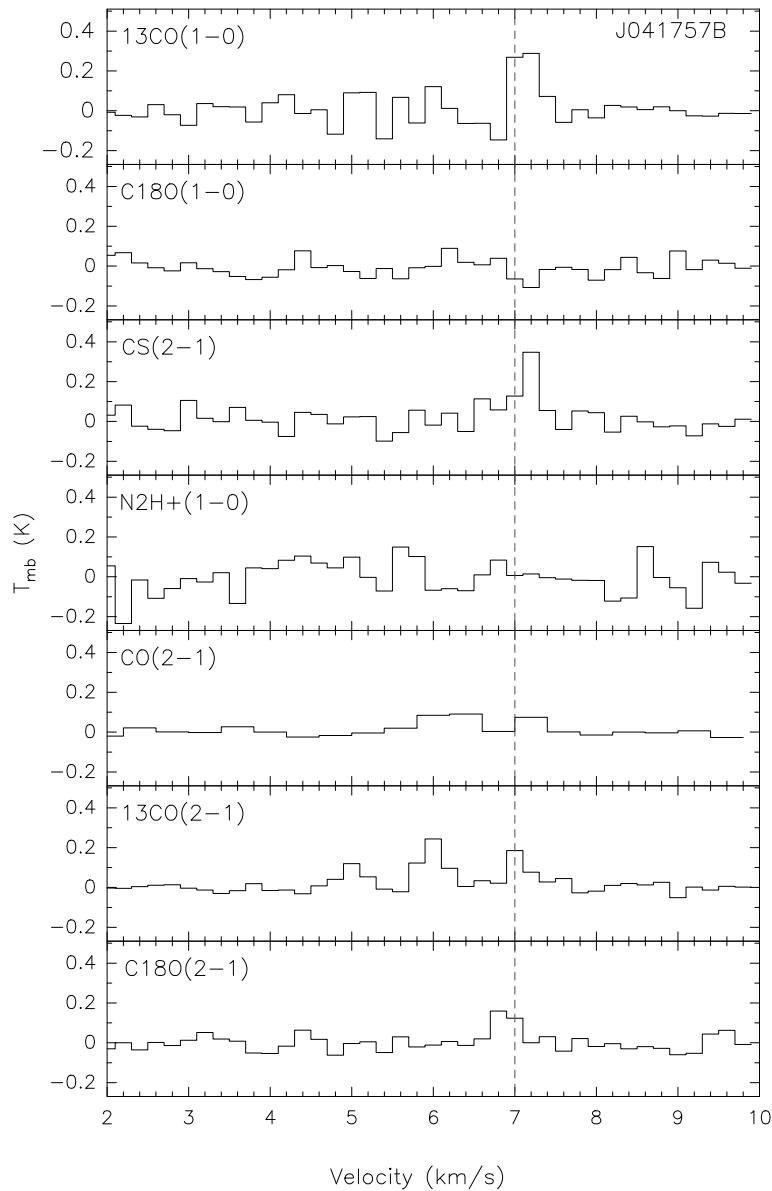


Figura 3.12: Espectro de las siete transiciones para el objeto J041757B. La línea punteada marca el canal de  $7.0 \text{ km s}^{-1}$ . El eje horizontal es la velocidad medida en  $\text{km/s}$  y el eje vertical es la temperatura medida en kelvins.

En la transición de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  hay dos picos de emisión. El primero está en  $6 \text{ km s}^{-1}$  y llega cerca de los  $0.25 \text{ K}$  y el segundo está en  $7 \text{ km s}^{-1}$  y es un poco más bajo, llegando alrededor de los  $0.2 \text{ K}$ . Y por último, para el  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  hay un pequeño pico de emisión en  $6.8 \text{ km s}^{-1}$  y está alrededor de unos  $0.2 \text{ K}$ .

### 3.4.2. J041757NE

En el espectro de  $^{13}\text{CO}(1-0)$  hay una pequeña señal a  $7 \text{ km s}^{-1}$  en comparación con los demás canales, pero es muy marginal. En el de  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  no se observa emisión significativa, al igual que con el espectro para J041757B.

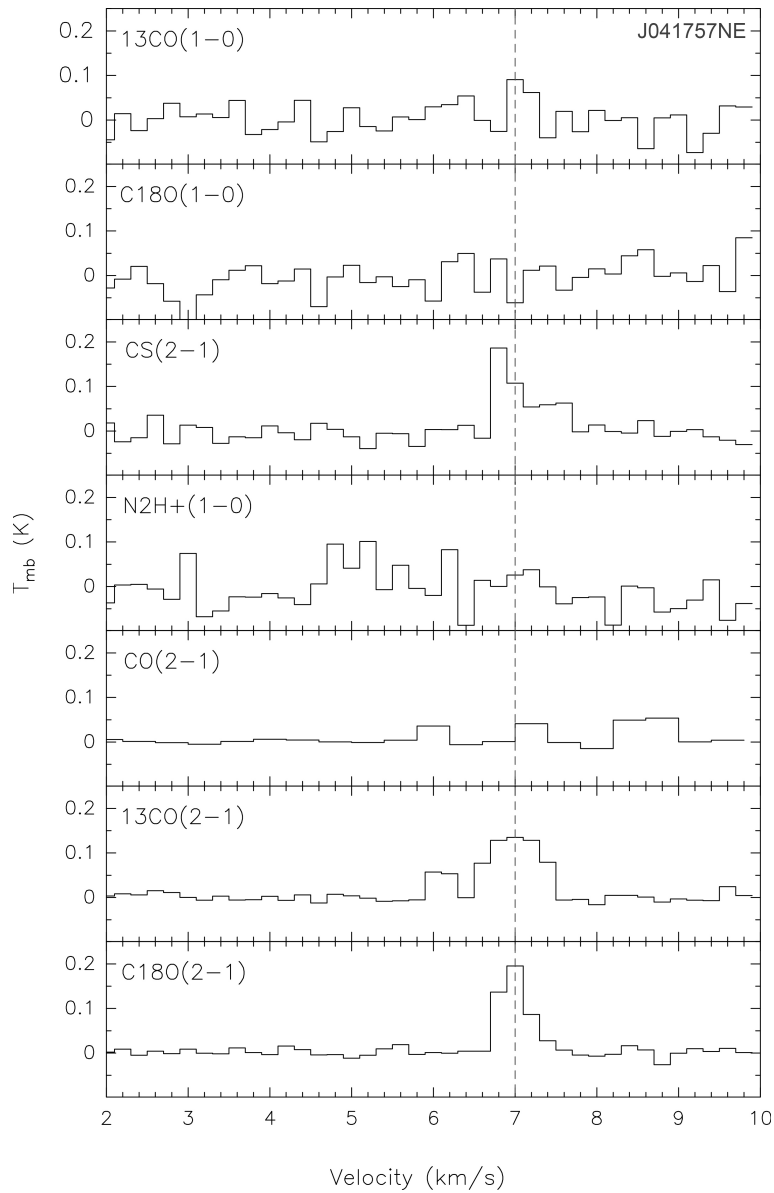


Figura 3.13: Espectro de las siete transiciones para el objeto J041757NE. La línea punteada corresponde al canal de  $7.0 \text{ km s}^{-1}$ . El eje horizontal es la velocidad medida en  $\text{km/s}$  y el eje vertical es la temperatura medida en kelvins.

El CS(2-1) presenta el pico de emisión a  $6.8 \text{ km s}^{-1}$  y llega cerca de los 0.2 K. En  $7.2 \text{ km s}^{-1}$  baja un poco pero sigue siendo significativa en comparación con los otros canales, llegando a los 0.1 K. Las transiciones de  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ ,  $\text{CO}(2-1)$  y  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  en este objeto tampoco presentan emisión significativa en ningún canal. El  $^{13}\text{CO}(2-1)$  tiene emisión significativa desde los 6.8 hasta los  $7.2 \text{ km s}^{-1}$ , siendo este último el más prominente. Este pico está a unos 0.15 K. Para finalizar, el  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  empieza a detectarse a  $6.8 \text{ km s}^{-1}$  y llega a su máximo en  $7 \text{ km s}^{-1}$ , el máximo está cerca de los 0.2 K.

### 3.4.3. J041757NE-MM1

Para la fuente J041757NE-MM1 sólo se detecta emisión de CS(2-1) en el canal de  $7 \text{ km s}^{-1}$  y con una intensidad de 0.8 K.

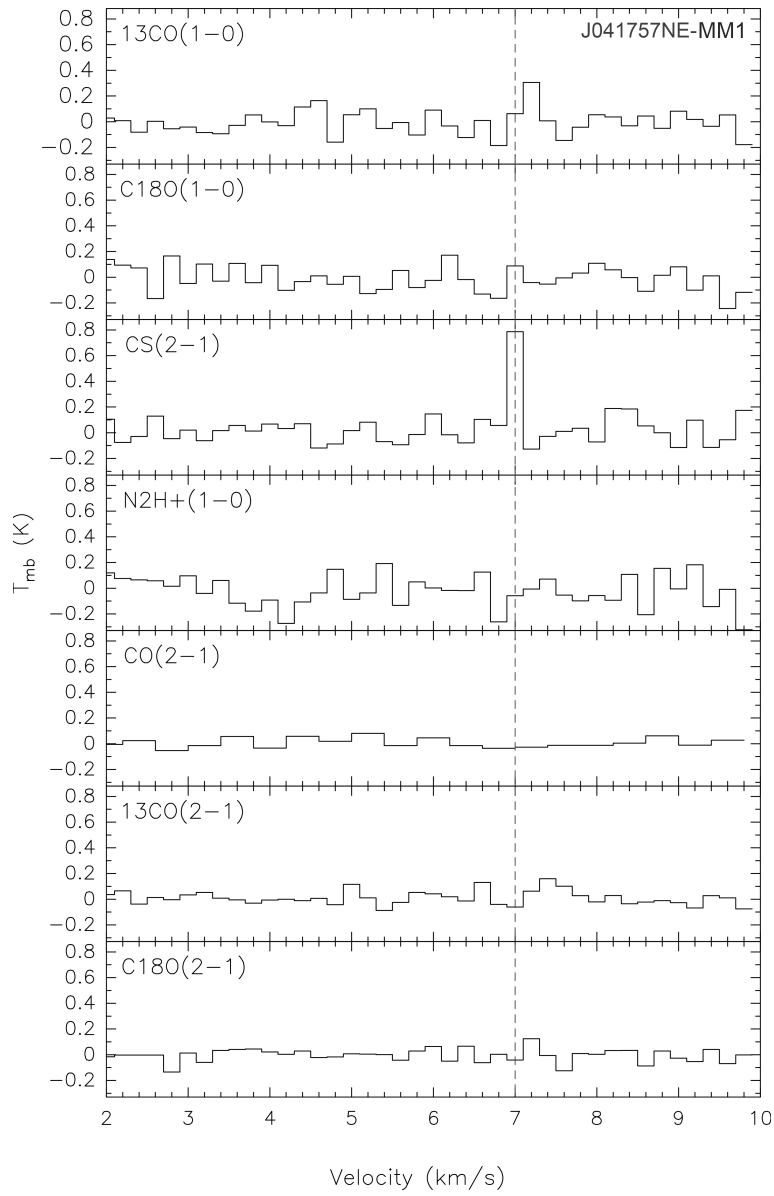


Figura 3.14: Espectro de las siete transiciones para el objeto *J041757NE-MM1*. La línea punteada es el canal de  $7.0 \text{ km s}^{-1}$ . El eje horizontal es la velocidad medida en  $\text{km/s}$  y el eje vertical es la temperatura medida en kelvins.

## 3.5. Momentos cero

### 3.5.1. $^{13}\text{CO}(1-0)$

El momento cero de esta transición se hizo integrando de  $7.0 \text{ km s}^{-1}$  a  $7.4 \text{ km s}^{-1}$ , con un *includepix* de  $0.040 \text{ Jy beam}^{-1}$  para el valor menor, correspondiente a  $1\sigma$ .

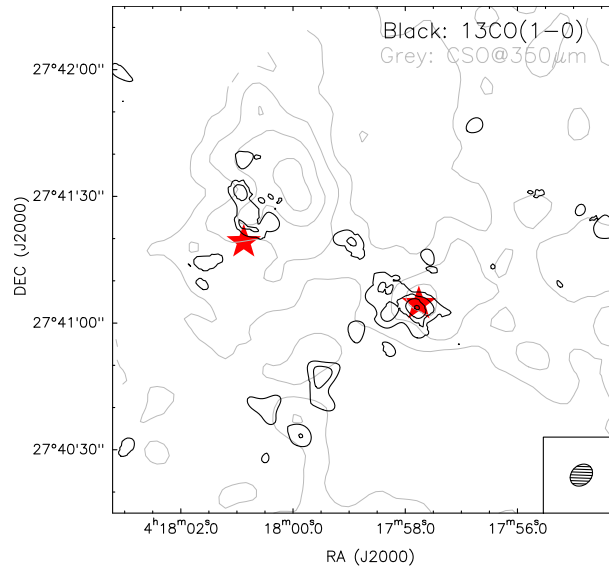


Figura 3.15: Contornos negros: momento cero de la transición  $^{13}\text{CO}(1-0)$ , obtenido integrando de  $7.0 \text{ km s}^{-1}$  a  $7.4 \text{ km s}^{-1}$ . Los contornos negros tienen valores de  $0.04$ ,  $0.06$ ,  $0.08$ ,  $0.10$ ,  $0.12$  y  $0.14 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km/s}$ . La estrella roja central indica a la posición de J041757B y la estrella roja izquierda indica a la posición de J041757NE-MM1. Los contornos grises corresponden a la emisión del CSO a  $350 \mu\text{m}$  y equivalen a una relación señal-ruido de 2, 4, 6, 8 y 10 veces.

Como se puede apreciar en la Figura 3.15, el pico de la emisión integrada de  $^{13}\text{CO}(1-0)$  empata muy bien con la posición de J041757B y se extiende hacia el noreste. También se aprecia emisión extendida al norte de J041757NE-MM1.

### 3.5.2. CS(2-1)

El momento cero de esta transición se integró para los canales de  $6.8 \text{ km s}^{-1}$  a  $7.6 \text{ km s}^{-1}$ , y con un *includepix* de  $0.036 \text{ Jy beam}^{-1}$ , que es  $1\sigma$ , para el valor menor.

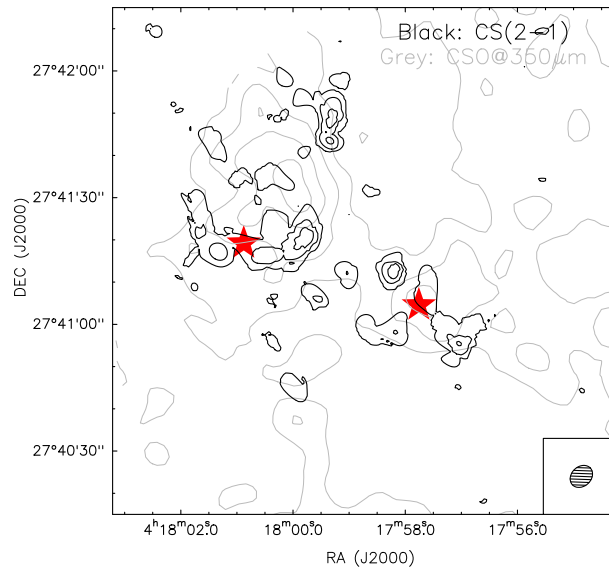


Figura 3.16: Contornos negros: momento cero de la transición  $\text{CS}(2-1)$ , obtenido integrando de  $6.8 \text{ km s}^{-1}$  a  $7.6 \text{ km s}^{-1}$ . Los contornos negros tienen valores de  $0.04$ ,  $0.06$ ,  $0.08$ ,  $0.10$ ,  $0.12$  y  $0.14 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km/s}$ . La estrella roja central indica a la posición de J041757B y la estrella roja izquierda corresponde a la posición de J041757NE-MM1. Los contornos grises corresponden a la emisión del CSO a  $350 \mu\text{m}$  y equivalen a una relación señal-ruido de 2, 4, 6, 8 y 10 veces.

En este momento cero se puede observar mucha emisión extendida que atraviesa la posición

de J041757NE-MM1 de este a oeste. Para la posición de J041757B se notan dos estructuras débiles y extendidas en la dirección suroeste-noreste.

### 3.5.3. CO(2-1)

El momento cero de esta transición se integró para los canales de  $6.0 \text{ km s}^{-1}$  a  $7.2 \text{ km s}^{-1}$ , y con un *includepix* de  $0.040 \text{ Jy beam}^{-1}$ , correspondiente a  $1\sigma$ , para el valor menor.

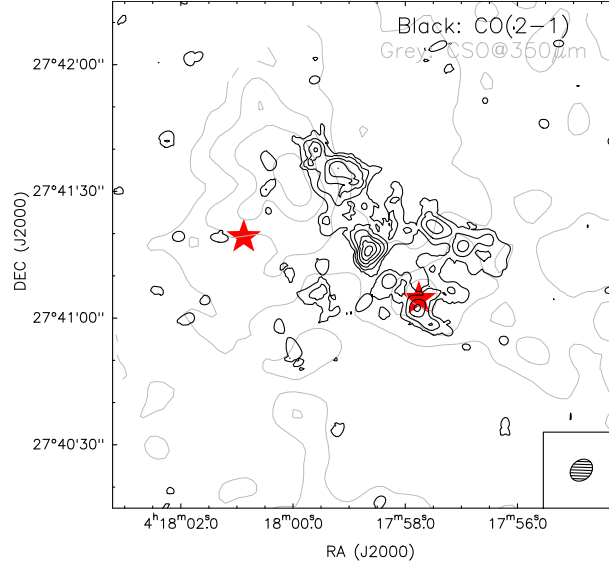


Figura 3.17: Contornos negros: momento cero de la transición CO(2-1), obtenido integrando de  $6.0 \text{ km s}^{-1}$  a  $7.2 \text{ km s}^{-1}$ . Los contornos negros tienen valores de 0.1 0.15 0.20 0.25 0.30 0.35  $\text{Jy beam}^{-1} \text{ km/s}$ . La estrella roja central indica la posición de J041757B y la estrella roja izquierda indica la posición de J041757NE-MM1. Los contornos grises corresponden a la emisión del CSO a  $350 \mu\text{m}$  y equivalen a una relación señal-ruido de 2, 4, 6, 8 y 10 veces.

Como se puede ver en la Figura 3.17, hay emisión de CO(2-1) muy extendida y asociada con J041757B, así como con el filamento que une J041757B con J041757NE. Es importante notar que el momento cero del CO(2-1) en las inmediaciones de J041757B presenta el pico muy cercano a la posición de J041757B y que la emisión está alargada en la dirección suroeste-noreste aproximadamente. Además, la emisión hacia el oeste se asemeja a las paredes de una cavidad.

### 3.5.4. $^{13}\text{CO}(2-1)$

El espectro para J041757NE de  $^{13}\text{CO}(2-1)$ , mostrado en la Fig. 3.13, indica que el pico de emisión se encuentra a  $7 \text{ km s}^{-1}$ , por lo que se calculó el momento cero de esta transición integrando de  $6.8 \text{ km s}^{-1}$  a  $7.2 \text{ km s}^{-1}$ , correspondientes a las velocidades sistémicas, y con un *includepix* de  $0.082 \text{ Jy beam}^{-1}$ .

En la Fig. 3.18, se aprecia una estructura muy extendida y filamentaria que une J041757B con J041757NE. Este filamento consta de varios núcleos densos. En la figura se aprecia también emisión importante al sur del filamento.

A partir del espectro presentado en la Fig. 3.12, sabemos que la emisión de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  asociada con J041757B tiene el pico de emisión en  $\sim 6 \text{ km s}^{-1}$ , por lo que se integró la emisión corrida al rojo ( $7.2$  a  $8 \text{ km s}^{-1}$ ) y corrida al azul ( $4.8$  a  $5.8 \text{ km s}^{-1}$ ) respecto a esta velocidad con el fin de buscar un posible flujo molecular.



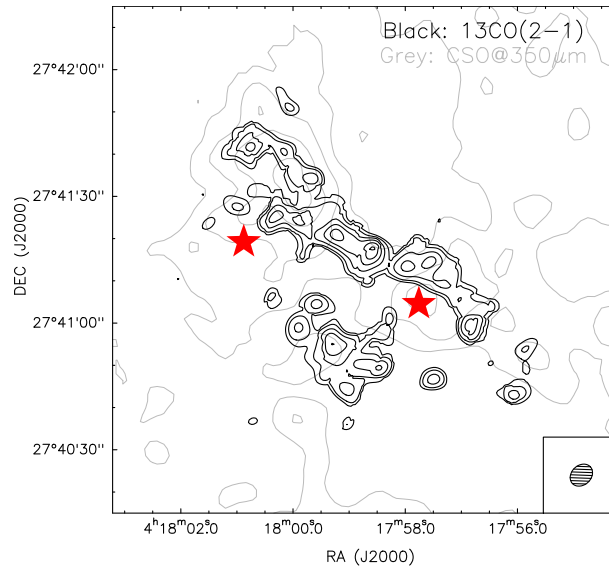


Figura 3.18: Contornos negros: momento cero de la transición  $^{13}\text{CO}(2-1)$ , obtenido integrando de  $6.8 \text{ km s}^{-1}$  a  $7.2 \text{ km s}^{-1}$ , que corresponde a la velocidad sistémica para J041757NE. Los contornos negros tienen valores de 0.06, 0.09, 0.12, 0.15, 0.18, 0.21, 0.24, 0.27, 0.29 y  $0.30 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km/s}$ . La estrella roja central indica la posición de J041757B y la estrella roja izquierda indica la posición de J041757NE-MM1. Los contornos grises corresponden a la emisión del CSO a  $350 \mu\text{m}$  y equivalen a una relación señal-ruido de 2, 4, 6, 8 y 10 veces.

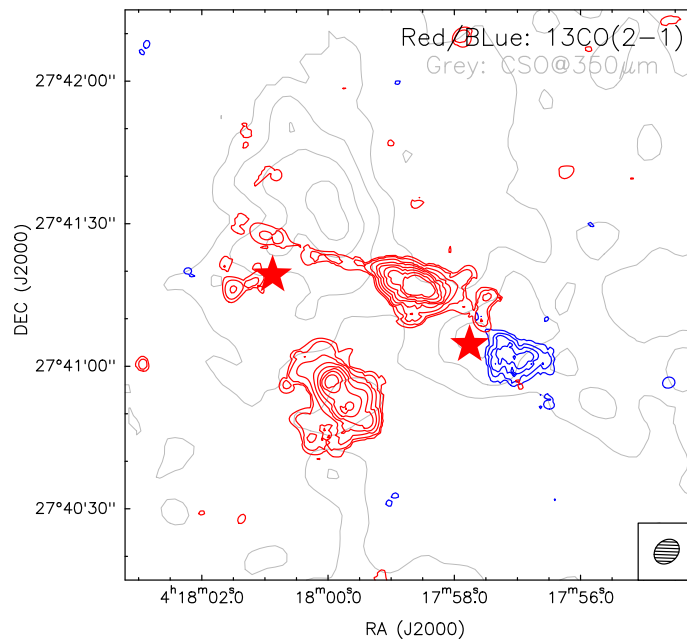


Figura 3.19: Los contornos azules son el momento cero del  $^{13}\text{CO}(2-1)$  integrando de  $4.8 \text{ km s}^{-1}$  a  $5.8 \text{ km s}^{-1}$  (momento cero corrido al azul). Los contornos rojos son el momento cero integrando de  $7.2 \text{ km s}^{-1}$  a  $8.0 \text{ km s}^{-1}$  (momento cero corrido al rojo). La estrella roja central indica la posición de J041757B y la estrella roja izquierda indica la posición de J041757NE-MM1. Los contornos grises corresponden a la emisión del CSO a  $350 \mu\text{m}$  y equivalen a una relación señal-ruido de 2, 4, 6, 8 y 10 veces, con valor de  $0.082 \text{ Jy beam}^{-1}$ .

En la figura 3.19 se presentan estos dos momentos. La emisión corrida al rojo se extiende desde el noreste de J041757B hasta cerca de la posición de J041757NE-MM1 y la emisión corrida al azul se encuentra al suroeste de J041757B. También se puede notar emisión corrida al rojo unos 20 arcseg al este de J041757B. A partir de esta figura, parece que J041757B se encuentra en el centro de una estructura bipolar del material corrido al rojo y al azul de alta velocidad, lo que sugiere que J041757B podría tener un flujo molecular asociado. Esta posibilidad se discute

más en detalle en el siguiente capítulo.

### 3.5.5. $C^{18}O(2-1)$

El momento cero de esta transición se integró de  $6.6 \text{ km s}^{-1}$  a  $7.4 \text{ km s}^{-1}$ , con un *includepix* de  $0.10 \text{ Jy beam}^{-1}$  para el valor menor.

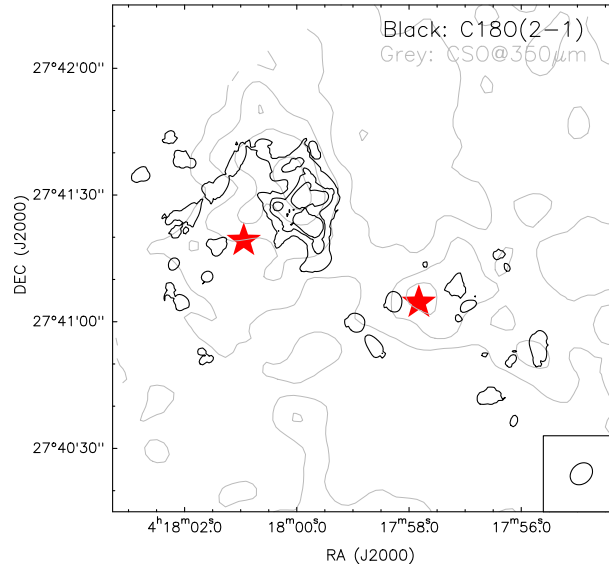


Figura 3.20: Contornos negros: momento cero de la transición  $C^{18}O(2-1)$ , obtenido integrando de  $6.6 \text{ km s}^{-1}$  a  $7.4 \text{ km s}^{-1}$ . Los contornos negros tienen valores de  $0.09, 0.11, 0.14, 0.17, 0.2, 0.23, 0.26$  y  $0.29 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km/s}$ . La estrella roja central indica la posición de  $J041757B$  y la estrella roja izquierda indica la posición de  $J041757NE-MM1$ . Los contornos grises corresponden a la emisión del CSO a  $350 \mu\text{m}$  y equivalen a una relación señal-ruido de  $2, 4, 6, 8$  y  $10$  veces.

En este momento cero se pierde la emisión en la posición de  $J041757B$  pero se recupera emisión extendida en  $J041757NE$ , al este de  $J041757NE-MM1$ .



# Capítulo 4

## Análisis

### 4.1. Distancia a J041757B

La distancia a nuestra fuente de estudio se tomó del último artículo enfocado en la determinación de la distancia a la nube de Tauro (Galli et al. 2018). Este artículo se basa en la determinación de la paralaje trigonométrica y movimientos propios a partir de observaciones con el Very Long Baseline Array y reporta la paralaje para 18 objetos estelares jóvenes de Tauro.

En esta tesis se tomaron las coordenadas de J041757B y se pasaron a coordenadas galácticas (169.20, -16.10) y, tomando como referencia la Figura 9 de Galli et al. (2018), se encontró que el objeto más cercano a J041757B para el que se pudo medir la paralaje es V1023Tau. Los datos de la Tabla 8 de este artículo nos muestran que la distancia a esta estrella es de 130 pársecs, y ésta es la distancia que adoptamos aquí para nuestra región de estudio.

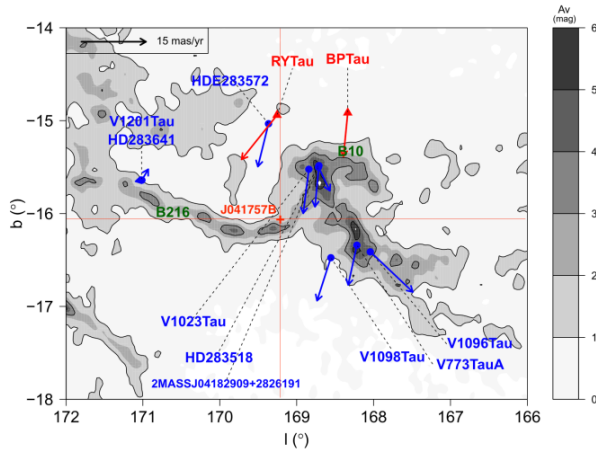


Figura 4.1: Mapa de extinción de Tauro (Dobashi et al. 2005) con los objetos estelares jóvenes para los que Galli et al. (2018) pudieron determinar las paralajes trigonométricas. La figura está tomada de Galli et al. (2018) y se ha marcado la posición de J041757B con una cruz roja.

### 4.2. J041757B: ¿una proto-EM impulsando un flujo molecular?

En el capítulo 3 se han presentado los mapas de canales y momentos cero para una serie de transiciones moleculares observadas con CARMA en nuestra región. En esta sección nos vamos a centrar en la emisión detectada asociada al candidato a proto-EM J041757B. Como se mostró

en las Figuras 3.2, 3.4, 3.6 (mapas de canales) y 3.15, 3.16 y 3.17 (momentos cero), existe emisión asociada con la posición de J041757B de  $^{13}\text{CO}(1-0)$ , CS(2-1) y CO(2-1). En particular el  $^{13}\text{CO}(1-0)$  tiene un pico de emisión que encaja muy bien con la posición de J041757B (Fig. 3.15).

Por otro lado, el  $^{13}\text{CO}(2-1)$  ha revelado una estructura bipolar asociada a J041757B, con la emisión corrida al azul al oeste de J041757B, y la emisión corrida al rojo al este de J041757B (Fig. 3.19). Mientras que el lóbulo corrido al azul constituye emisión aislada y únicamente centrada en este lóbulo, el lóbulo corrido al rojo coincide con emisión del filamento que une J041757NE con B213 y que pasa por J041757B (claramente visible con Herschel, ver Fig. 1.9-derecha) y cabe la posibilidad de que esta emisión corrida al rojo, más que ser parte de un flujo molecular simplemente sea parte de dicho filamento. Sin pretender separar la contribución del filamento de la del flujo molecular, existen varios indicios de que ciertamente J041757B está impulsando un flujo molecular, que es lo que más nos interesa en esta tesis.

Primero, J041757B cae justo en el centro de la estructura bipolar en  $^{13}\text{CO}(2-1)$  y tiene emisión submilimétrica asociada (Palau et al. 2012), por lo que parece ser un objeto joven. Segundo, J041757B presenta emisión centimétrica con un índice espectral plano y un ligero alargamiento en la dirección este-oeste (ver Tabla 2 de Morata et al. 2015), consistente con un chorro térmico en esta dirección. Tercero, el lóbulo corrido al azul encontrado aquí en  $^{13}\text{CO}(2-1)$  encaja muy bien, tanto en posición como en velocidad, con el lóbulo azul identificado en CO(1-0) con la antena de 30 metros de IRAM (ver Fig. 5 de Palau et al. 2012). Cuarto, la morfología de la emisión de otras transiciones como el  $^{13}\text{CO}(1-0)$  y el CO(2-1) está claramente alargada en la dirección suroeste-noreste, e incluso presentan una estructura de cavidad, más visible al lado oeste de J041757B donde está el lóbulo azul (ver por ejemplo las Figs. 3.15 y 3.17). Todo ello parece indicar que la estructura bipolar en  $^{13}\text{CO}(2-1)$  centrada en J041757B podría estar trazando un flujo molecular impulsado por esta fuente.

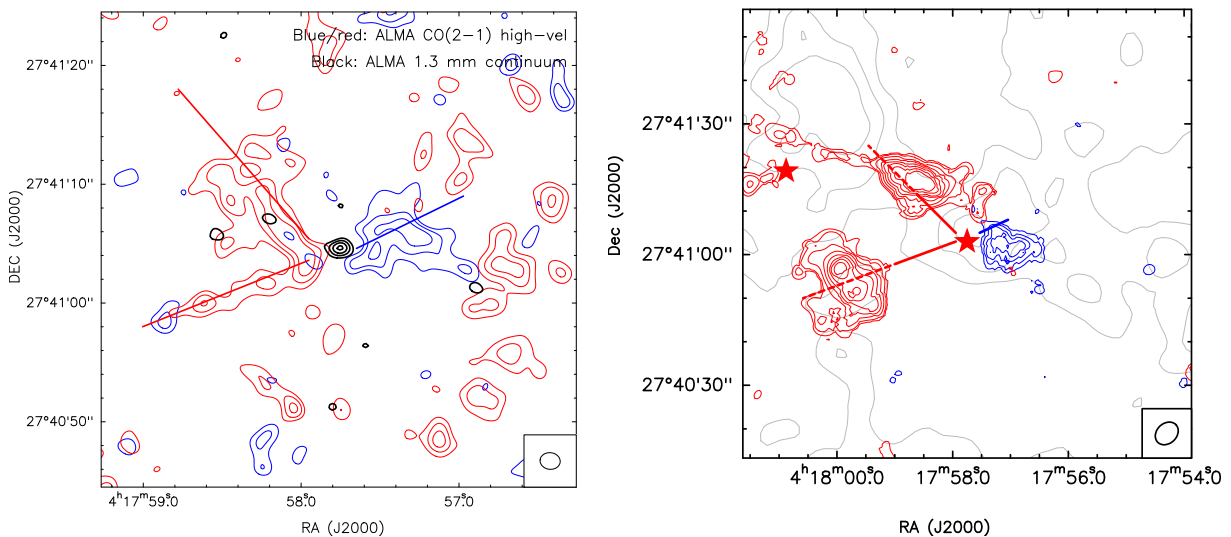


Figura 4.2: Izquierda: Contornos rojos y azules: flujo molecular detectado con ALMA en CO(2-1). Contornos negros: emisión a 1.3 mm detectada con ALMA (Palau, Durán-García et al., en preparación). Derecha: Flujo molecular detectado con CARMA en  $^{13}\text{CO}(2-1)$  con las paredes del flujo de CO(2-1) de ALMA marcadas con líneas sólidas, y su extrapolación marcada con líneas discontinuas.

Pero además existe un quinto argumento que favorece la hipótesis de que J041757B impulsa

un flujo molecular, y es que datos preliminares de esta región obtenidos con el Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) muestran también una estructura bipolar en CO(2-1) asociada a J041757B, con el lóbulo rojo al este y el lóbulo azul al oeste, totalmente consistente con lo encontrado aquí (ver Fig. 4.2-izquierda, tomada de Palau, Durán-García et al., en preparación). La emisión de CO(2-1) corrida al rojo detectada con ALMA traza como las paredes de una cavidad creada por el flujo molecular, y la morfología de la emisión corrida al azul también es curvada sugiriendo la pared de una cavidad. Para ver cómo se relacionan estas paredes identificadas en ALMA con la emisión de CARMA de  $^{13}\text{CO}(2-1)$ , en la Fig. 4.2-izquierda se ha marcado dichas paredes con líneas sólidas, siguiendo la morfología de la emisión revelada por ALMA, y en la Fig. 4.2-derecha se han superpuesto estas mismas líneas a la imagen del  $^{13}\text{CO}(2-1)$  de CARMA. Además, en esta figura se han extrapolado (con líneas a trazos) las líneas sólidas marcadas con la emisión de ALMA hasta las distancias donde se ha detectado emisión con CARMA. Como se puede ver en el panel derecho de la Fig. 4.2, las paredes extrapoladas de la cavidad identificada con ALMA encajan muy bien en posición con la emisión más intensa de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  corrida al rojo, tanto la que está al noreste de J041757B como la que está a unos 20 arcseg al (sur)este.

Así pues, el resultado encontrado con CARMA de que J041757B parece estar impulsando un flujo molecular en la dirección aproximada este-oeste es totalmente consistente con las observaciones previas del IRAM30m y VLA (Palau et al. 2012, Morata et al. 2015), así como las observaciones de ALMA que están en preparación (Palau, Durán-García et al, en preparación).

Con el objetivo de estudiar la emisión más compacta y cercana a la velocidad sistémica de J041757B, en la Figura 4.3 se muestra la emisión de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  observada por CARMA para el canal a  $6 \text{ km s}^{-1}$  (azul) y el canal a  $6.6 \text{ km s}^{-1}$  (rojo). En esta figura se puede apreciar que la emisión de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  observada con CARMA cerca de la velocidad sistémica se encuentra en una dirección más o menos perpendicular a la del flujo molecular trazado por ALMA, y claramente fuera de la cavidad del flujo molecular. Si suponemos que esta emisión compacta cercana a J041757B está gravitacionalmente ligada a la fuente y que traza una estructura en rotación con patrón kepleriano, la masa dinámica del objeto central es de  $\sim 43 M_{\text{Jup}}$ , muy consistente con lo esperado para una proto-EM. Evidentemente, estos resultados son muy preliminares y necesitamos llevar a cabo observaciones más sólidas para confirmarlos.

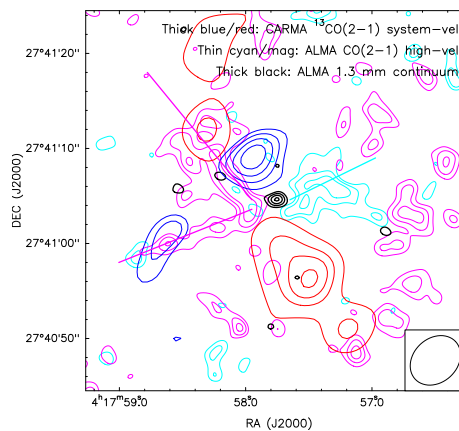


Figura 4.3: Contornos azules: emisión del  $^{13}\text{CO}(2-1)$  en el canal de  $6 \text{ km/s}$ . Contornos rojos: emisión del  $^{13}\text{CO}(2-1)$  en el canal de  $6.6 \text{ km/s}$ . Los contornos negros indican la emisión de J041757B detectada por ALMA a  $1.3 \text{ mm}$ . Los contornos cyan y magenta corresponden a la emisión corrida al azul y al rojo, respectivamente, del CO(2-1) detectada con ALMA. Las líneas sólidas indican las paredes del flujo molecular trazado por el CO(2-1) con ALMA (Palau, Durán-García, et al., en preparación).

Puesto que parece que J041757B está impulsando un flujo molecular, procedemos a hacer un cálculo preliminar de los parámetros del flujo, con el objetivo de compararlos con los de los objetos estelares jóvenes. Para hacer estos cálculos vamos a asumir que la velocidad sistémica es la velocidad media de las velocidades donde se ha encontrado la posible estructura en rotación, esto es 6.3 km/s.

Los parámetros físicos del flujo molecular impulsado por J041757B se obtuvieron siguiendo la sección 5.3 de Estalella & Anglada (1999) y Palau et al. (2007, 2013). Típicamente se calculan los parámetros de cada lóbulo por separado y luego se combinan. A continuación listamos los parámetros y la expresión utilizada para calcular cada uno:

**Edad dinámica:**  $t_{\text{dyn}} = \frac{\text{distancia}}{V_{\text{max}}}$  (donde  $V_{\text{max}}$  es la velocidad máxima respecto a la velocidad sistémica)

**Tasa de pérdida de masa:**  $\dot{M} = \frac{M}{t_{\text{dyn}}}$

**Momento:**  $P = M V_{\text{rango}}$  (donde  $V_{\text{rango}}$  es el rango para el cual se integró la emisión para cada lóbulo)

**Tasa del momento (o fuerza mecánica):**  $\dot{P} = \frac{P}{t_{\text{dyn}}}$

**Energía del flujo:**  $E = \frac{1}{2} M V_{\text{rango}}^2$

**Luminosidad mecánica:**  $L_{\text{mec}} = E/t_{\text{dyn}}$ .

Por tanto, el primer parámetro a calcular es la edad dinámica de cada lóbulo. Para ello necesitamos medir la distancia proyectada en el cielo desde la fuente impulsora J041757B hasta el pico de máxima emisión del lóbulo y la velocidad máxima del lóbulo respecto a la velocidad sistémica. La distancia entre J041757B al pico del lóbulo azul es de 13.3 arcseg o **1724 UA** y para el lóbulo rojo es de 18.1 arcseg o **2352 UA**. La velocidad más corrida al azul es de 4.8 km/s, que corresponde a una velocidad máxima (respecto a la velocidad sistémica de 6.3 km/s) de 1.5 km/s. De la misma manera, la velocidad más corrida al rojo es de 8 km/s que corresponde a una velocidad máxima de 1.7 km/s. Por tanto, el tiempo dinámico para el lóbulo azul es de **5452 años** y para el lóbulo rojo es de **6563 años**.

Una vez hemos calculado la edad dinámica, necesitamos obtener la masa de cada lóbulo para poder seguir con el cálculo de los otros parámetros físicos del flujo. Puesto que la masa se calcula como  $M = N A$  (donde  $A$  es el área del lóbulo y  $N$  es la densidad columnar), es necesario calcular ahora la densidad columnar.

La profundidad óptica de una transición rotacional de  $J$  a  $J - 1$  se relaciona con la densidad columnar en el nivel  $J$  de la siguiente manera (Estalella y Anglada 1999):

$$\tau_0 = \frac{c^3}{8\pi\nu_{J,J-1}^3 \Delta\nu} A_{J,J-1} N_J (e^{h\nu_{J,J-1}/kT_{\text{ex}}} - 1), \quad (4.1)$$

donde  $\tau_0$  es la profundidad óptica,  $k$  es la constante de Boltzmann,  $\nu$  es la frecuencia de la transición,  $\Delta\nu$  es el ancho de línea a altura mitad,  $T_{\text{ex}}$  es la temperatura de excitación,  $h$  es la constante de Planck y  $A_{J,J-1}$  es el coeficiente de emisión espontánea.

Teniendo en cuenta la ley de Boltzmann, que nos relaciona las poblaciones de dos niveles con la temperatura de excitación, y la función de partición para una molécula lineal como es el  $^{13}\text{CO}$ , la ecuación 4.1 queda de la siguiente forma:

$$\tau_0 = \frac{(2J+1)hc^3 A_{J,J-1}}{16\pi Jk\nu_{J,J-1}^2 \Delta v T_{ex}} N (e^{h\nu_{J,J-1}/kT_{ex}}) e^{-(J+1)h\nu_{J,J-1}/2kT_{ex}}. \quad (4.2)$$

La densidad columnar se obtiene despejando  $N$  de la ecuación 4.2, y para el caso de  $J = 2$  nos queda:

$$N = \frac{\tau_0 32\pi k\nu_{21}^2 \Delta v T_{ex}}{5hc^3 A_{21} (e^{h\nu_{21}/kT_{ex}} - 1) e^{-3h\nu_{21}/2kT_{ex}}}. \quad (4.3)$$

Los valores para  $J=2$  de la frecuencia (220.399 GHz) y el coeficiente de emisión espontánea ( $6.038 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ ) fueron obtenidos de la base de datos de Leiden Atomic and Molecular Data Base. Por tanto, para obtener la densidad columnar necesitamos saber el ancho de línea  $\Delta v$ , la temperatura de excitación  $T_{ex}$  y la profundidad óptica  $\tau_0$ .

Para calcular el ancho de línea  $\Delta v$  en cada lóbulo se obtuvo el espectro promedio en la región del lóbulo corrido al azul y el lóbulo corrido al rojo (las regiones utilizadas se muestran en la Fig. 4.4). Los espectros resultantes se presentan en la Fig. 4.5. El ancho de línea  $\Delta v$  se calculó como el cociente entre el área de la línea y la temperatura del pico  $T_{pico}$ .  $T_{pico}$  tiene un valor de 0.128 K para el lóbulo corrido al azul y de 0.154 K para el lóbulo corrido al rojo. El área de la línea se obtuvo integrando la intensidad en los rangos de velocidad de cada lóbulo marcados en la Fig. 4.5 (que para el lóbulo corrido al rojo va de 7.2 a 8 km  $\text{s}^{-1}$  y para el lóbulo corrido al azul va de 4.8 a 5.8 km  $\text{s}^{-1}$ ). Se obtuvieron valores de  $\Delta v$  de **0.654 km  $\text{s}^{-1}$**  para el lóbulo corrido al azul y de **0.334 km  $\text{s}^{-1}$**  para el lóbulo corrido al rojo.

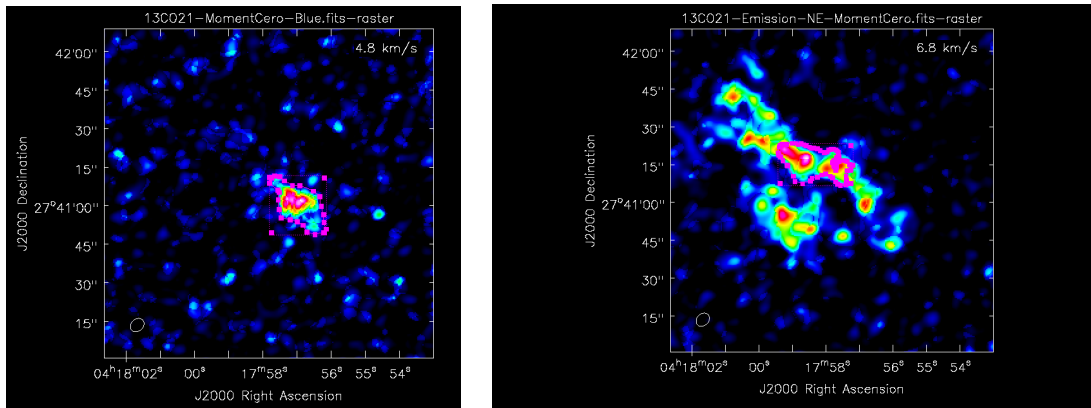


Figura 4.4: Izquierda: Región utilizada para obtener el espectro y medir el área total del lóbulo azul. Derecha: Región utilizada para obtener el espectro y medir el área total del lóbulo rojo.



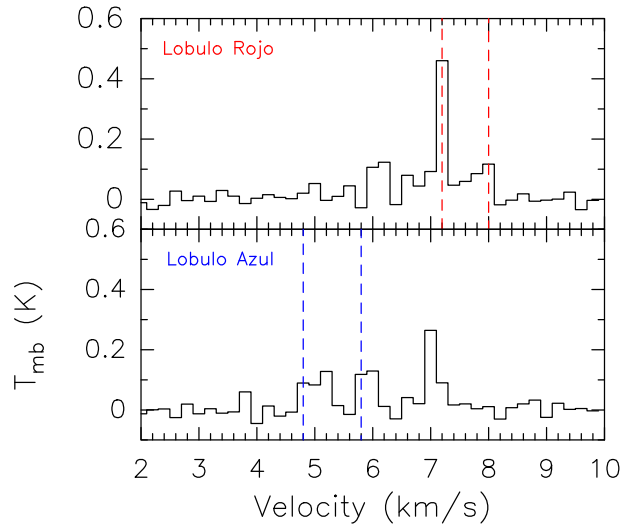


Figura 4.5: Espectros promedio del  $^{13}\text{CO}(2-1)$  obtenidos en las regiones de mayor emisión del lóbulo rojo (arriba) y el lóbulo azul (abajo). En los dos espectros se han marcado los rangos de velocidad de cada lóbulo (de 7.2 a 8  $\text{km s}^{-1}$ , líneas rojas punteadas, y de 4.8 a 5.8  $\text{km s}^{-1}$ , líneas azules punteadas).

Para estimar la temperatura de excitación  $T_{\text{ex}}$ , normalmente se usa una línea ópticamente gruesa. En este trabajo hemos tomado la línea de  $^{12}\text{CO}(1-0)$  de Palau et al. (2012), que se mostró en la Fig. 1.10 (panel arriba izquierda). En esta figura se ve que la temperatura de línea es de 10 K. Como esta línea es ópticamente gruesa, la ecuación 2.18 queda:

$$T_{\text{L}} = J_{\nu}(T_{\text{ex}}) - J_{\nu}(T_{\text{bg}}). \quad (4.4)$$

Tomando  $T_{\text{bg}}=2.7\text{ K}$ ,  $T_{\text{L}}=10\text{ K}$  y la frecuencia de la transición de  $\text{CO}(1-0)$  (115.271 GHz), obtenemos que  $T_{\text{ex}}=13.4\text{ K}$ .

Para calcular la profundidad óptica se usó la ecuación 2.18 para el caso de la línea de  $^{13}\text{CO}(2-1)$ . La temperatura de la línea para cada lóbulo se tomó del espectro de la Figura 4.5 (las temperaturas de pico se mencionaron en un párrafo anterior) y la temperatura de excitación es la que se acaba de calcular. Despejando la profundidad óptica de la Ec. 2.18, queda:

$$\tau_0 = -\ln \left[ 1 - \frac{T_{\text{L}}}{10.58 / (e^{10.58/T_{\text{ex}}} - 1) - 0.21} \right], \quad (4.5)$$

que para el lóbulo azul da **0.015** y para el lóbulo rojo da **0.055**, siendo la emisión de  $^{13}\text{CO}(2-1)$  ópticamente delgada para ambos lóbulos.

Una vez conocidos los valores de  $\Delta v$ ,  $T_{\text{ex}}$  y  $\tau_0$ , podemos calcular la densidad columnar de  $^{13}\text{CO}$  para cada lóbulo, obteniendo un valor de  **$4.47 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$**  y  **$8.37 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$**  para el lóbulo azul y rojo, respectivamente.

Para obtener la masa a partir de la densidad columnar, necesitamos calcular las áreas de cada lóbulo. Para ello tomamos las regiones mostradas en la Figura 4.4. Las áreas se obtuvieron a partir del número de píxeles de cada región, multiplicándolo por el tamaño del píxel de  $0.5 \times 0.5 \text{ arcsec}^2$  y multiplicando ese tamaño angular por la distancia al cuadrado a nuestra región de estudio (130 pc, sección 4.1). Obtenemos un área de  $1.193 \times 10^{33} \text{ cm}^2$  para el lóbulo azul y  $1.133 \times 10^{33} \text{ cm}^2$  para el lóbulo rojo.

Al multiplicar la densidad columnar de  $^{13}\text{CO}$  por el área, nos queda el número total de moléculas de  $^{13}\text{CO}$  en cada lóbulo. Para obtener el número total de moléculas de  $\text{H}_2$  asumimos

una abundancia  $X$  de  $10^{-6}$  tomada de Solomon et al. (1979). Por tanto,  $N(H_2) = \frac{N(^{13}CO)}{X}$ . Multiplicando por la masa de la molécula de  $H_2$  y dividiendo por el valor de una masa solar, obtendremos la masa de cada lóbulo en masas solares. Estos resultados se listan en la Tabla 4.1, junto con los otros parámetros del flujo molecular que se obtienen directamente a partir de los valores que hemos calculado aquí.

Lóbulo	Edad (años)	$N(H_2)$ ( $cm^{-2}$ )	Masa ( $M_\odot$ )	$\dot{M}$ ( $M_\odot$ años $^{-1}$ )	$P$ ( $M_\odot$ km s $^{-1}$ )	$\dot{P}$ ( $M_\odot$ km s $^{-1}$ años $^{-1}$ )	$E_{cin}$ (erg)	$L_{mec}$ ( $L_\odot$ )
Rojo	6563	$8.4 \times 10^{19}$	$1.6 \times 10^{-4}$	$2.4 \times 10^{-8}$	$1.3 \times 10^{-4}$	$2 \times 10^{-8}$	$1 \times 10^{39}$	$1.3 \times 10^{-6}$
Azul	5452	$4.4 \times 10^{19}$	$9 \times 10^{-5}$	$1.6 \times 10^{-8}$	$9 \times 10^{-5}$	$1.6 \times 10^{-8}$	$9 \times 10^{38}$	$1.4 \times 10^{-6}$
Total	6007	$1.3 \times 10^{20}$	$2.5 \times 10^{-4}$	$4 \times 10^{-8}$	$2.2 \times 10^{-4}$	$3.7 \times 10^{-8}$	$1.9 \times 10^{39}$	$2.7 \times 10^{-6}$

Cuadro 4.1: Parámetros físicos de los lóbulos corridos al rojo y al azul para el objeto J041757B.

### 4.3. J041757NE-MM1: ¿una nueva proto-EM impulsando un flujo molecular?

Como se vio en el capítulo 3, se descubrió con CARMA una nueva fuente a 3 mm ubicada unos 20 arcseg al sureste del pico de J041757NE, a la que llamamos J041757NE-MM1. Para obtener los parámetros físicos de la fuente J041757NE-MM1 se ajustó una Gaussiana en CASA a la imagen del continuo a 3 mm, usando la región tal como se ve en la Fig. 4.6. Del ajuste Gaussiano obtenemos la posición, el tamaño de la fuente, la intensidad y la densidad de flujo (Tabla 4.1). Para obtener el tamaño físico en UA, multiplicamos el tamaño angular deconvolucionado (obtenido del ajuste gaussiano) por la distancia en pársecs, que resultó ser de  $820 \times 600 UA^2$ , alargada en la dirección norte-sur. Para obtener el valor de la masa del gas y polvo se utilizó la Ec. 2.24 suponiendo un rango de temperatura del polvo de 10-20 K y extrapolando los valores de los coeficientes de absorción de Ossenkopf y Henning (1994, columna de granos coagulados a  $10^6$  años, con mantos de hielo delgados) desde 1.3 mm a 3 mm, que da  $0.23 cm^2/g$ . La masa total de gas y polvo obtenida es de  $\sim 8-17 M_{Jup}$ .

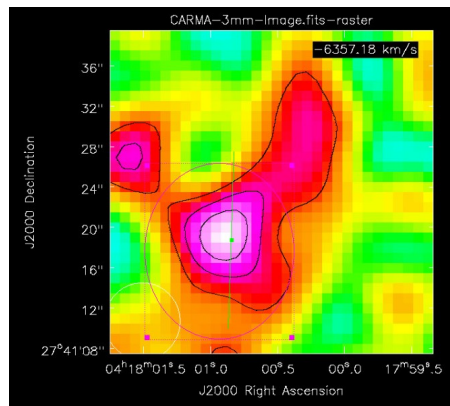


Figura 4.6: Región alrededor de J041757NE-MM1 utilizada para el ajuste Gaussiano. Los contornos y la escala de colores corresponden a 2, 3 y 4 veces el ruido de  $0.2 mJy beam^{-1}$ , de la imagen a 3 mm de CARMA.

Fuente	Posición <sup>a</sup>		Tamaño angular <sup>a</sup>	Tamaño físico <sup>a</sup>	P.A. <sup>a</sup>	$I_{\nu}^{pico}$	$F_{\nu}^a$	Masa
	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	(arcseg x arcseg)	(UA x UA)	( $^{\circ}$ )	(mJy beam <sup>-1</sup> )	(mJy)	$M_{(Jup)}$
J041757NE-MM1	04:18:00.844	27:41:18.77	6.3 x 4.6	819 x 598	178	0.78	1.2	8-17

Cuadro 4.2: *Parámetros físicos de la fuente J041757NE-MM1.*

<sup>a</sup> *Parámetros obtenidos del ajuste Gaussiano. El tamaño angular y ángulo de posición (P.A.) ya están deconvolucionados del haz.*

Además, como se mostró en la Fig. 3.16, esta nueva fuente cae justo en el centro de una estructura alargada en la dirección este-oeste en CS(2-1) a 7 km/s. Esto sugiere que J041757NE-MM1 podría tener gas asociado a esta velocidad y por tanto pertenecería a Tauro. Pero no solo eso, el mapa de canales de  $^{13}\text{CO}(1-0)$  (Fig. 3.2) muestra que J041757NE-MM1 queda en el centro de una estructura bipolar, con la emisión del canal a 7.2 km/s al noroeste, y la emisión del canal a 7.4 km/s al sureste de J041757NE-MM1. Esto se muestra en el panel izquierdo de la Fig. 4.7. Y también el  $^{13}\text{CO}(2-1)$  presenta esta misma estructura bipolar, con la emisión del canal a 6.8 km/s al noroeste, y la emisión del canal a 7.4 km/s al sureste de J041757NE-MM1 (panel derecho de la Fig. 4.7). La velocidad sistémica de la fuente estará alrededor de los 7.3 km/s. Todo esto sugiere que J041757NE-MM1 podría estar impulsando un flujo molecular en la dirección sureste-noroeste. Si éste fuera el caso, J041757NE dejaría de ser un candidato a pre-EM y pasaría a ser una proto-EM. Se necesitan observaciones más sensibles de esta fuente para poder llegar a una conclusión más sólida.

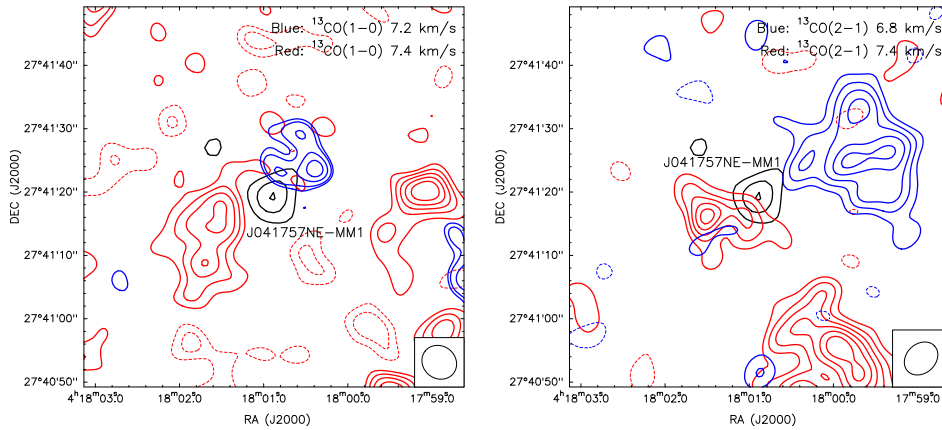


Figura 4.7: *Mapas de emisión del objeto J041757NE-MM1. Los contornos negros corresponden a la emisión detectada a 3 mm con CARMA en este trabajo. Izquierda: los contornos azules corresponden al canal de 7.2 km/s del  $^{13}\text{CO}(1-0)$  y los contornos rojos corresponden al canal de 7.4 km/s. Derecha: los contornos azules corresponden al canal de 6.8 km/s del  $^{13}\text{CO}(2-1)$  y los contornos rojos corresponden al canal de 7.4 km/s del  $^{13}\text{CO}(2-1)$ . Se aprecia en la imagen una estructura bipolar en la dirección sureste-noroeste, con J041757NE-MM1 en el centro de dicha estructura.*

Suponiendo que la estructura bipolar centrada en J041757NE-MM1 y detectada en  $^{13}\text{CO}(1-0)$  y  $^{13}\text{CO}(2-1)$  sí traza un flujo molecular, se han calculado los parámetros de este posible flujo. Para obtener estos parámetros se siguió el mismo procedimiento que para obtener los parámetros de la Tabla 4.2, usando también la línea de  $^{13}\text{CO}(2-1)$ . Los resultados se listan en la Tabla 4.3.

Lóbulo	Edad (años)	N(H <sub>2</sub> ) (cm <sup>-2</sup> )	Masa (M <sub>⊙</sub> )	$\dot{M}$ (M <sub>⊙</sub> años <sup>-1</sup> )	P (M <sub>⊙</sub> km s <sup>-1</sup> )	$\dot{P}$ (M <sub>⊙</sub> km s <sup>-1</sup> años <sup>-1</sup> )	E <sub>cin</sub> (erg)	L <sub>mec</sub> (L <sub>⊙</sub> )
Rojo	14,455	3.5 × 10 <sup>19</sup>	2.9 × 10 <sup>-5</sup>	5.5 × 10 <sup>-9</sup>	5.8 × 10 <sup>-6</sup>	4 × 10 <sup>-10</sup>	1.1 × 10 <sup>37</sup>	6.6 × 10 <sup>-9</sup>
Azul	26,778	4.2 × 10 <sup>19</sup>	8.3 × 10 <sup>-5</sup>	3.1 × 10 <sup>-9</sup>	1.7 × 10 <sup>-5</sup>	6.2 × 10 <sup>-10</sup>	3.3 × 10 <sup>37</sup>	1 × 10 <sup>-8</sup>
Total	20,616	7.7 × 10 <sup>19</sup>	1.1 × 10 <sup>-4</sup>	8.6 × 10 <sup>-9</sup>	2.3 × 10 <sup>-5</sup>	1.2 × 10 <sup>-9</sup>	4.4 × 10 <sup>37</sup>	1.7 × 10 <sup>-8</sup>

Cuadro 4.3: *Parámetros físicos de los lóbulos corridos al rojo y al azul para el objeto J041757NE-MM1. Los parámetros se obtuvieron de la misma manera que los de la Tabla 4.1 de este trabajo.*



# Capítulo 5

## Discusión

El objetivo de este trabajo es estudiar los candidatos J041757-NE (pre-EM) y J041757B (proto-EM) en la región de SSTB213 J041757, para ver si sus propiedades corresponden a una versión escalada de las propiedades de los objetos estelares jóvenes. En los capítulos anteriores se ha mostrado evidencia de un flujo molecular asociado al candidato a proto-EM J041757B. Además, se ha descubierto un objeto compacto muy débil, J041757NE-MM1, probablemente sumergido en J041757NE, que también parece impulsar un flujo molecular. Esto sugiere que J041757NE, más que albergar una pre-EM parece albergar una proto-EM. Por tanto, como resultado de este trabajo, se han confirmado/descubierto dos proto-EM's y el siguiente paso es ver si sus propiedades son una versión escalada de las propiedades de los objetos estelares jóvenes.

Una de las relaciones bien establecidas para los objetos estelares jóvenes es la relación de la tasa de momento del flujo molecular *vs* la luminosidad bolométrica (por ejemplo, Bontemps et al. 1996). Dado que hemos obtenido la tasa del momento del flujo para las dos proto-EM's estudiadas aquí (secciones 4.2 y 4.3), nos proponemos ahora poner a prueba si las dos proto-EM's siguen esta relación. Para ello, hemos de estimar la luminosidad bolométrica de nuestras dos proto-EM's.

Para J041757B se tomó un valor de  $L_{\text{bol}}$  de  $0.0036 L_{\odot}$  (Tabla 2 de Morata et al 2015, Tabla A2 de Palau et al 2012) y para J041757NE-MM1 se tomó un valor de  $0.0001 L_{\odot}$  que se ha obtenido integrando la luminosidad específica (a partir de la tabla 5.1) con la frecuencia, siendo la luminosidad específica  $L_{\nu}=4\pi D^2 F_{\nu}$ , donde  $D$  es la distancia y  $F_{\nu}$  la densidad de flujo a la frecuencia  $\nu$ .

Tomando los datos de tasa de momento y  $L_{\text{bol}}$  para la muestra de objetos estelares jóvenes presentada en Palau et al. (2014), se graficaron estos datos junto con los datos para las dos proto-EM's estudiadas en este trabajo y se hizo un ajuste de potencias para la muestra de objetos estelares jóvenes.

---

$\lambda \sim (\mu\text{m})$	$F_{\nu}(\text{mJy})$	Referencia
350	0.030	Palau et al. (2012)
1000	0.0028	Este trabajo
3000	0.0012	Este trabajo

---

Cuadro 5.1: *Fotometría para J041757NE-MM1.*

El ajuste de potencias es de la forma:

$$\left[ \frac{F_{\text{out}}}{M_{\odot} \text{ km s}^{-1} \text{ yr}^{-1}} \right] = 2,62 \times 10^{-6} \left[ \frac{L_{\text{bol}}}{L_{\odot}} \right]^{1,05}. \quad (5.1)$$

Este ajuste de potencias se calculó con el software Libre Office Calc, para después ser graficado en Python. Dicho ajuste se muestra en la Figura 5.1 (línea discontinua).

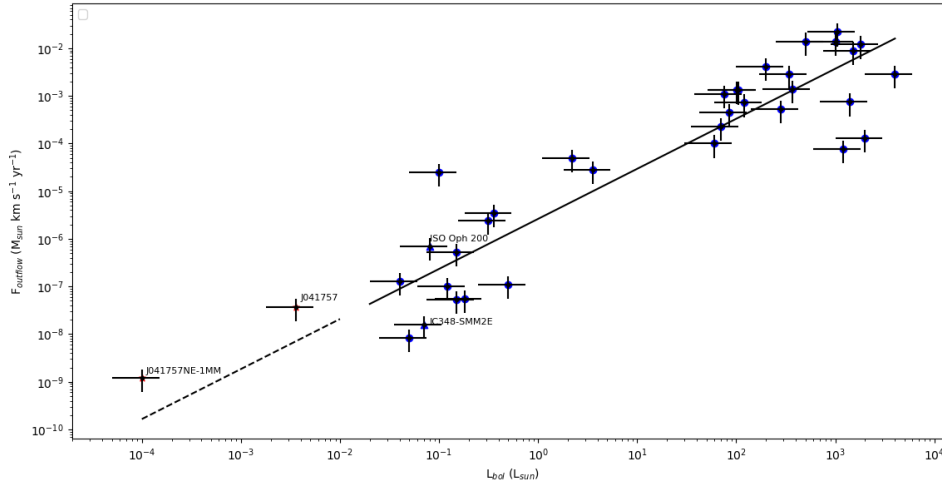


Figura 5.1: Comparación de la tasa de momento del flujo molecular vs la luminosidad bolométrica para objetos observados con interferómetros mm/sub-mm siguiendo la recopilación de Palau et al. (2014). Los puntos azules corresponden a los objetos estelares jóvenes de Beltrán et al. (2008), Palau et al. (2006), Chen et al. (2012), Hara et al. (2013) y Duarte-Cabral et al. (2013), VeLLOs (Very Low Luminosity Objects) y FHC (First Hydrostatic Cores) (ver referencias en la Tabla 4 de Palau et al. (2014)). Los triángulos azules corresponden a los objetos IC348-SMM2E (Palau et al. 2014) e ISO Oph 200 (Riaz & Machida 2021). Las estrellas rojas corresponden a J041757B y J041757NE-MM1 (este trabajo).

Las barras de errores tienen una incertidumbre del 50 %, aunque en algunos casos podrían ser mayores (van der Marel et al 2013). La línea continua es el ajuste hecho a los datos de los objetos estelares jóvenes recopilados en Palau et al (2014), donde también se han incluido las proto-enanas marrones (triángulos), ISO Oph 200 (Riaz & Machida 2021) e IC348-SMM2E (Palau et al 2014). La línea discontinua es la extrapolación del ajuste a las luminosidades obtenidas para nuestros dos objetos J041757B y J041757NE-MM1. Como se puede ver de la Fig. 5.1, las proto-EM's estudiadas aquí parecen tener propiedades del flujo molecular que son consistentes (dentro de la dispersión típica de los datos) con una versión escalada de las propiedades de los objetos estelares jóvenes. Por tanto, las proto-EM's estudiadas aquí podrían haberse formado como se forman las estrellas, por fragmentación turbulenta (sección 1.2.1) o fragmentación gravitacional (sección 1.2.2). Es interesante notar que las dos proto-EM's estudiadas aquí se han formado sumergidas en pequeños filamentos que parecen alimentar el gran filamento B213 de Tauro. Así pues, estudios como éste son muy prometedores para avanzar en la comprensión de la formación de las EM's.

# Capítulo 6

## Conclusiones

En este trabajo se presentaron observaciones hechas con el interferómetro CARMA para los objetos J041757NE y J041757B en dos bandas: a 3 mm y 1 mm, que incluyeron las líneas espectrales de  $^{13}\text{CO}(1-0)$ ,  $^{13}\text{CO}(2-1)$ ,  $\text{CO}(2-1)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ ,  $\text{CS}(2-1)$  y  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ . Se generaron y analizaron las imágenes correspondientes, así como espectros y momentos cero que permitieron estudiar la morfología y distribución del continuo, y de cada línea molecular.

Basado en este análisis, se llegó a la conclusión de que el candidato inicialmente clasificado como pre-EM, alberga en realidad un candidato a proto-EM al que llamamos J041757NE-MM1, que se detectó a 3 mm como una fuente compacta. Además se encontraron indicios de un flujo molecular impulsado por J041757NE-MM1 en las líneas de  $^{13}\text{CO}(1-0)$  y  $^{13}\text{CO}(2-1)$ . Sin embargo, se necesitan estudios futuros para su confirmación.

Para la fuente J041757B se encontró emisión de  $^{13}\text{CO}(1-0)$  y  $\text{CO}(2-1)$  claramente asociada y alargada en la dirección suroeste-noreste. Además, en  $^{13}\text{CO}(2-1)$  se encontró una estructura bipolar centrada en esta fuente, posiblemente asociada a un flujo molecular. También se encontró que J041757B es parte de un filamento detectado en  $^{13}\text{CO}(2-1)$  que une J041757NE con el filamento principal de la nube de Tauro, conocido como “B213”. Todo ello parece confirmar que J041757B es una proto-EM.

Al incluir nuestras dos proto-EM’s J041757B y J041757NE-MM1 en la relación bien conocida de tasa del momento del flujo molecular frente a la luminosidad bolométrica para proto-estrellas de baja masa, se encontró que las propiedades de nuestras dos proto-EM’s corresponden bien con la extensión de dicha relación de los objetos estelares jóvenes pero para luminosidades mucho más bajas. Esto sugiere que la formación de (al menos) J041757B y J041757NE-MM1 puede explicarse como una versión a escala de las estrellas de baja masa y por tanto nuestras observaciones favorecen la formación de estos dos objetos por fragmentación turbulenta o por fragmentación gravitacional.



## REFERENCIAS

- André, P., Ward-Thompson, D., & Greaves, J. (2012). Interferometric Identification of a Pre-Brown Dwarf. *Science*, 337(6090), 69-72.
- Andrews, S. M., Elder, W., Zhang, S., Huang, J., Benisty, M., Kurtovic, N. T., ... & Ricci, L. (2021). Limits on Millimeter Continuum Emission from Circumplanetary Material in the DSHARP Disks. arXiv preprint arXiv:2105.08821.
- Añez-López, N., Busquet, G., Koch, P. M., Girart, J. M., Liu, H. B., Santos, F., ... & Zhang, Q. (2020). Role of the magnetic field in the fragmentation process: the case of G14. 225-0.506. *Astronomy & Astrophysics*, 644, A52.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. (1998). Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars: mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams. arXiv preprint astro-ph/9805009.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. (2003). Evolutionary models for cool brown dwarfs and extrasolar giant planets. The case of HD 209458. *Astronomy & Astrophysics*, 402(2), 701-712.
- Barnard, E. E. (1919). On the dark markings of the sky, with a catalogue of 182 such objects. *The Astrophysical Journal*, 49.
- Barrado, D., Morales-Calderón, M., Palau, A., et al. (2009). A proto brown dwarf candidate in Taurus. *Astronomy and Astrophysics*, 508, 859. doi:10.1051/0004-6361/200912276.
- Bate, Matthew R. (2012). Stellar, brown dwarf and multiple star properties from a radiation hydrodynamical simulation of star cluster formation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 419(4), 3115-3146.
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Bromm, V. (2002). The formation mechanism of brown dwarfs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 332(3), L65-L68.
- Beltrán, M. T., Estalella, R., Girart, J. M., Ho, P. T. P., & Anglada, G. (2008). On the nature of outflows in intermediate-mass protostars: a case study of IRAS 20050+ 2720. *Astronomy & Astrophysics*, 481(1), 93-105.
- Bertout, C., & Genova, F. (2006). A kinematic study of the Taurus-Auriga T association. *Astronomy & Astrophysics*, 460(2), 499-518.
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., Menten, K. M., Walmsley, C. M., & Wyrowski, F. (2002). Massive molecular outflows. *Astronomy & Astrophysics*, 383(3), 892-904.
- Bonnell, Ian A., Clark, Paul & Bate, Matthew R. (2008). Gravitational fragmentation and the formation of brown dwarfs in stellar clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 389(4), 1556-1562.
- Bontemps, S., André, P., Terebey, S., & Cabrit, S. (1996). Evolution of outflow activity around low mass embedded young stellar objects. In *Disks and Outflows Around Young Stars* (pp. 270-275). Springer, Berlin, Heidelberg.
- Cambrésy, L., Epchtein, N., Copet, E., De Batz, B., Kimeswenger, S., Bertre, T. L., ... & Typhene, D. (1997). Extinction map of the Chamaeleon I molecular cloud with DENIS star counts. arXiv preprint astro-ph/9706035.

- Cabrit, S., & Bertout, C. (1992). CO line formation in bipolar flows. III-The energetics of molecular flows and ionized winds. *Astronomy and Astrophysics*, 261, 274-284.
- Chabrier, G., Johansen, A., Janson, M., & Rafikov, R. (2014). Giant planet and brown dwarf formation. arXiv preprint arXiv:1401.7559.
- Chen, C. Y., Mundy, L. G., Ostriker, E. C., Storm, S., & Dhabal, A. (2020). Self-gravitating filament formation from shocked flows: velocity gradients across filaments. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 494(3), 3675-3685.
- Chen, H., Myers, P. C., Ladd, E. F., & Wood, D. O. S. (1995). Bolometric temperature and young stars in the Taurus and Ophiuchus complexes. *The Astrophysical Journal*, 445, 377-392.
- Chen, X., Arce, H. G., Dunham, M. M., Zhang, Q., Bourke, T. L., Launhardt, R., ... & Henning, T. (2012). Submillimeter Array and Spitzer Observations of Bok Globule CB 17: A Candidate First Hydrostatic Core?. *The Astrophysical Journal*, 751(2), 89.
- Commerçon, B., Hennebelle, P., & Henning, T. (2011). Collapse of massive magnetized dense cores using radiation magnetohydrodynamics: early fragmentation inhibition. *The Astrophysical Journal Letters*, 742(1), L9.
- Dobashi, K., Uehara, H., Kandori, R., Sakurai, T., Kaiden, M., Umemoto, T., & Sato, F. (2005). Atlas and catalog of dark clouds based on digitized sky survey I. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 57(sp1), S1-S386.
- Duarte-Cabral, A., Bontemps, S., Motte, F., Hennemann, M., Schneider, N., & André, P. (2013). CO outflows from high-mass Class 0 protostars in Cygnus-X. *Astronomy & Astrophysics*, 558, A125.
- Ducourant, C., Teixeira, R., Périé, J. P., Lecampion, J. F., Guibert, J., & Sartori, M. J. (2005). Pre-main sequence star proper motion catalogue. *Astronomy & Astrophysics*, 438(2), 769-778.
- Dunham, M. M., Crapsi, A., Evans II, N. J., Bourke, T. L., Huard, T. L., Myers, P. C., & Kauffmann, J. (2008). Identifying the low-luminosity population of embedded protostars in the c2d observations of clouds and cores. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 179(1), 249.
- Estalella, Robert & Anglada, Guillem. *Introducción a la Física del Medio Interestelar. Textos Docents*, 50. Edicions UB, Barcelona, 1999 (ISBN: 84-8338-098-6).
- Galli, P. A., Loinard, L., Ortiz-Léon, G. N., Kounkel, M., Dzib, S. A., Mioduszewski, A. J., ... & Heyer, M. (2018). The Gould's Belt Distances Survey (GOBELINS). IV. Distance, Depth, and Kinematics of the Taurus Star-forming Region. *The Astrophysical Journal*, 859(1), 33.
- Goldsmith, P. F. (1988). *Instrumentation and Techniques for Radio Astronomy*. New York: IEEE Press.
- Hacar, A., Tafalla, M., Kauffmann, J., & Kovács, A. (2013). Cores, filaments, and bundles: hierarchical core formation in the L1495/B213 Taurus region. *Astronomy & Astrophysics*, 554, A55.

- Hara, C., Shimajiri, Y., Tsukagoshi, T., Kurono, Y., Saigo, K., Nakamura, F., ... & Kawabe, R. (2013). The rotating outflow, envelope, and disk of the class-0/I protostar [BHB2007]#11 in the Pipe Nebula. *The Astrophysical Journal*, 771(2), 128.
- Hayashi, C., & Nakano, T. (1963). Evolution of stars of small masses in the pre-main-sequence stages. *Progress of Theoretical Physics*, 30(4), 460-474.
- Hoyle, F. (1953). On the Fragmentation of Gas Clouds Into Galaxies and Stars. *The Astrophysical Journal*, 118, 513.
- Jeans, J. H. (1902). I. The stability of a spherical nebula. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 199(312-320), 1-53.
- Kumar, S. S. (1963). The structure of stars of very low mass. *The Astrophysical Journal*, 137, 1121.
- Lada, C. J., Lada, C. J., & Kylafis, N. D. (Eds.). (1999). *The origin of stars and planetary systems* (Vol. 540). Springer Science & Business Media.
- Larson, R. B. (1969). Numerical calculations of the dynamics of a collapsing proto-star. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 145(3), 271-295.
- Law, C. J., Ricci, L., Andrews, S. M., Wilner, D. J., & Qi, C. (2017). An SMA Continuum Survey of Circumstellar Disks in the Serpens Star-forming Region. *The Astronomical Journal*, 154(6), 255.
- Lee, C. W., Kim, G., Myers, P. C., Saito, M., Kim, S., Kwon, W., ... & Kim, M. R. (2018). High-resolution ALMA Study of the Proto-brown-dwarf Candidate L328-IRS. *The Astrophysical Journal*, 865(2), 131.
- Lee, C. W., Kim, M. R., Kim, G., Saito, M., Myers, P. C., & Kurono, Y. (2013). Early star-forming processes in dense molecular cloud L328; identification of L328-IRS as a proto-brown dwarf. *The Astrophysical Journal*, 777(1), 50.
- Lomax, O., Whitworth, A. P., & Hubber, D. A. (2016). Forming isolated brown dwarfs by turbulent fragmentation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 458(2), 1242-1252.
- Lomax, O., Whitworth, A. P., Hubber, D. A., Stamatellos, D., & Walch, S. (2014). Simulating star formation in Ophiuchus. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 439(3), 3039-3050.
- Lomax, O., Whitworth, A. P., Hubber, D. A., Stamatellos, D., & Walch, S. (2015). Simulations of star formation in Ophiuchus—II. Multiplicity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 447(2), 1550-1564.
- Luhman, K. L. (2012). The formation and early evolution of low-mass stars and brown dwarfs. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 50, 65-106.
- Luhman, K. L., & Mamajek, E. E. (2010). SPECTROSCOPY OF PUTATIVE BROWN DWARFS IN TAURUS. *The Astrophysical Journal*, Volume 716(2), L120-L124. 10.1088/2041-8205/716/2/l120.

- Maret, S., Maury, A. J., Belloche, A., Gaudel, M., André, P., Cabrit, S., ... & Hennebelle, P. (2020). Searching for kinematic evidence of Keplerian disks around Class 0 protostars with CALYPSO. *Astronomy & Astrophysics*, 635, A15.
- Martín, E. L., Rebolo, R., & Magazzu, A. (1994). Constraints to the masses of brown dwarf candidates from the lithium test. arXiv preprint astro-ph/9406017.
- Morata, O., Palau, A., González, R. F., de Gregorio-Monsalvo, I., Ribas, Á., Perger, M., ... & Rodríguez, L. F. (2015). First detection of thermal radiojets in a sample of proto-brown dwarf candidates. *The Astrophysical Journal*, 807(1), 55.
- Myers, P. C., Adams, F. C., Chen, H., & Schaff, E. (1998). Evolution of the bolometric temperature and luminosity of young stellar objects. *The Astrophysical Journal*, 492(2), 703.
- Navascues, D., Stauffer, J. R., Morales-Calderón, M., Bayo, A., Fazio, G., Megeath, T., ... & Calvet, N. (2007). SPITZER: Accretion in Low Mass Stars and Brown Dwarfs in the Lambda Orionis Cluster. arXiv preprint arXiv:0704.1963.
- Öber, Karin I., & Bergin, Edwin A. (2020). Astrochemistry and compositions of planetary systems. *Physics Reports*, Volume 893, 1-48. (<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S03701>)
- Ossenkopf, V., & Henning, T. (1994). Dust opacities for protostellar cores. *Astronomy and Astrophysics*, 291, 943-959.
- Padoan, P., & Nordlund, A. (2002). The stellar initial mass function from turbulent fragmentation. *The astrophysical journal*, 576(2), 870.
- Padoan, P., & Nordlund, A. (2004). The “mysterious” origin of brown dwarfs. *The astrophysical Journal*, 617(1), 559.
- Palau, A., de Gregorio-Monsalvo, I., Morata, Ò., Stamatellos, D., Huélamo, N., Eiroa, C., & Barrado, D. (2012). A search for pre-substellar cores and proto-brown dwarf candidates in Taurus: multiwavelength analysis in the B213-L1495 clouds. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 424(4), 2778-2791.
- Palau, A., Ho, P. T. P., Zhang, Q., Estalella, R., Hirano, N., Shang, H., Lee, C. -F., Bourke, T. L., Beuther, H., & Kuan, Y. -J. (2006). Submillimeter Emission from the Hot Molecular Jet HH 211. *The Astrophysical Journal*, 636(2), L137-L140.
- Palau, A., Sánchez Contreras, C., Sahai, R., Sánchez-Monge, Á., & Rizzo, J. R. (2013). IRAS 19520+ 2759: a 105 L<sub>☉</sub> massive young stellar object driving a collimated outflow. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 428(2), 1537-1550.
- Palau, A., Zapata, L. A., Rodríguez, L. F., Bouy, H., Barrado, D., Morales-Calderón, M., ... & Li, D. (2014). IC 348-SMM2E: a Class 0 proto-brown dwarf candidate forming as a scaled-down version of low-mass stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 444(1), 833-845.
- Reipurth, B., & Clarke, C. (2001). The formation of brown dwarfs as ejected stellar embryos. *The Astronomical Journal*, 122(1), 432.
- Riaz, B., & Machida, M. N. (2021). Complex structure of a proto-brown dwarf. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 504(4), 6049-6066.

- Sepúlveda, I., Estalella, R., Anglada, G., López, R., Riera, A., Busquet, G., ... & Rodríguez, L. F. (2020). VLA ammonia observations of L1287-Analysis of the Guitar core and two filaments. *Astronomy & Astrophysics*, 644, A128.
- Shang, Z., Brotherton, M. S., Wills, B. J., Wills, D., Cales, S. L., Dale, D. A., ... & Xie, Y. (2011). The Next Generation Atlas of Quasar Spectral Energy Distributions from Radio to X-Rays. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 196(1), 2.
- Shepherd, D. S., & Churchwell, E. (1996). Bipolar molecular outflows in massive star formation regions. *The Astrophysical Journal*, 472(1), 225.
- Shimajiri, Y., André, P., Palmeirim, P., Arzoumanian, D., Bracco, A., Könyves, V., ... & Ladjelate, B. (2019). Probing accretion of ambient cloud material into the Taurus B211/B213 filament. *Astronomy & Astrophysics*, 623, A16.
- Shirley, Y. L., Claussen, M. J., Bourke, T. L., Young, C. H., & Blake, G. A. (2007). The detection and characterization of centimeter radio continuum emission from the low-mass protostar L1014-IRS. *The Astrophysical Journal*, 667(1), 329.
- Solomon, P. M., Scoville, N. Z., & Sanders, D. B. (1979). Giant molecular clouds in the Galaxy-The distribution of CO-13 emission in the galactic plane. *The Astrophysical Journal*, 232, L89-L93.
- Stamatellos, D., & Whitworth, A. P. (2009). The properties of brown dwarfs and low-mass hydrogen-burning stars formed by disc fragmentation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 392(1), 413-427.
- Stamatellos, D., Hubber, D. A., & Whitworth, A. P. (2007). Brown dwarf formation by gravitational fragmentation of massive, extended protostellar discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 382(1), L30-L34.
- Stamatellos, D., Whitworth, A. P., & Hubber, D. A. (2011). The importance of episodic accretion for low-mass star formation. *The Astrophysical Journal*, 730(1), 32.
- Stauffer, J. R., Hamilton, D., & Probst, R. G. (1994). A CCD-based search for very low mass members of the Pleiades cluster. *The Astronomical Journal*, 108, 155-159.
- van der Tak, F. (2012). The first results from the Herschel-HIFI mission. *Advances in space research*, 49(10), 1395-1407.
- Vázquez-Semadeni, E., Palau, A., Ballesteros-Paredes, J., Gómez, G. C., & Zamora-Avilés, M. (2019). Global hierarchical collapse in molecular clouds. Towards a comprehensive scenario. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 490(3), 3061-3097.
- Whitworth, A. (2018). Brown Dwarf Formation: Theory. arXiv preprint arXiv:1811.06833.
- Wilson, T. L. (2011). Techniques of radio astronomy. *Planets, Stars and Stellar Systems*, 2, 283-323.
- Young, C. H., & Evans II, N. J. (2005). Evolutionary signatures in the formation of low-mass protostars. *The Astrophysical Journal*, 627(1), 293.
- Zhang, Q., Hunter, T. R., Brand, J., Sridharan, T. K., Cesaroni, R., Molinari, S., ... & Kramer, M. (2005). Search for CO outflows toward a sample of 69 high-mass protostellar candidates. II. Outflow properties. *The Astrophysical Journal*, 625(2), 864.

# Apéndice A

## Tareas en CASA

Las tareas que se han usado para el análisis presentado en esta tesis son las siguientes:

- immoments** Se calculan los momentos espectrales de un cubo en cada píxel. Para nuestro estudio se usó `moments = 0`, que corresponde a la intensidad integrada en velocidad para cada píxel. En esta tarea es importante especificar el parámetro `-includepix`: rango de valores de intensidad para incluir en el cálculo.
- importfits** Se utiliza la tarea `importfits` para importar una imagen FITS en formato de imagen CASA. Las imágenes de CASA tienen por defecto un sistema de coordenadas 4D (`ra`, `dec`, `stokes`, `freq`).
- listobs** Esta tarea informa sobre varios meta-datos relacionados con conjunto de visibilidades. La lista se envía al registrador o se puede guardar en un archivo. El informe comienza con información como el observador, el ID del proyecto, el número de registros, la duración de la observación y la marca de tiempo mínima y máxima de los registros incluidos. La tarea puede arrojar una tabla que resume los datos de escaneo, una tabla que resume los datos de campo, una tabla que resume los datos de la ventana espectral, una tabla que resume los datos de origen y una tabla que resume datos de la antena.
- viewer** Muestra imágenes, cubos de datos y visibilidades. El visor mostrará imágenes en forma de rasterizado, contornos, vectores o marcadores. El visor se puede ejecutar escribiendo `viewer` dentro de CASA o `casaviewer` fuera de CASA. Al ejecutar el visor, aparecerá una ventana de visualización. Si no se especificó ningún archivo de datos, también aparecerá una ventana para cargar datos. Seleccionando el archivo de datos deseado y eligiendo el tipo de visualización, los datos aparecerán en el panel de visualización. También aparecerá una ventana de opciones de visualización de datos. Tiene subsecciones desplegadas para una gran variedad de herramientas de análisis.
- vishead** Esta tarea permite al usuario listar, obtener o incluso manipular algunas palabras clave de un conjunto de visibilidades. El modo `= "list"` muestra las palabras clave que están implementadas actualmente, con sus valores. Los contenidos asociados con las palabras clave se pueden obtener con `mode = "get"` y cambiar con `mode = "put"`.

A continuación se presenta la lista de los parámetros más importantes de la tarea de **-clean**, con una breve explicación para cada uno.

*vis*: Nombre(s) de los archivos de visibilidad de entrada.

*field*: Campos a usar para hacer la imagen. Se utiliza el ID del campo o su nombre(s). Se corrió “go listobs” para obtener los IDs.

*spw*: Permite seleccionar los canales o ventanas espectrales a usar para hacer la imagen.

*mode* Permite especificar el modo de frecuencia. Por ejemplo: *mode* = “mfs” produce una imagen de continuo con todos los datos especificados; *mode* = “channel” se usa con *nchan* (número total de canales), *start* (primer canal), *width* (ancho del canal) para especificar el cubo de la imagen final; *mode* = “velocity” se usa especificando los canales en velocidad.

*imsize*: Tamaño de la imagen en pixeles (x,y). No tiene que ser una potencia de dos (pero tiene que ser par y factorizable sólo a 2, 3, 5, 7).

*cell size*: Tamaño de celda (x,y). El tamaño predeterminado es “1.0 arcsec”. Ejemplo: *cell* = [“0.5arcsec”, “0.5arcsec”].

*niter*: Número máximo de iteraciones. Si *niter* = 0, entonces no se realiza ninguna limpieza. Para imágenes de cubos o campos múltiples, *niter* es el número máximo de iteraciones que se usará en limpieza de cada plano del cubo. El número de iteraciones utilizadas puede ser menor que *niter* si se alcanza el valor umbral.

*threshold*: Nivel de intensidad al que dejar de limpiar.

*interactive*: La limpieza interactiva permite al usuario construir la máscara de limpieza de forma interactiva utilizando el visor. El visor aparecerá en cada iteración cada n-ciclo, y se modificará según sea necesario. En este trabajo siempre se usó este modo.

*wvtaper*: Permite añadir un pesado adicional a las visibilidades suavizándolas con una función Gaussiana mediante el parámetro “*outertaper*”, por el que se disminuye el peso en las líneas base externas en el plano (*u, v*).

# Apéndice B

## Comandos utilizados para cada transición

### 3mm

```
clean(vis='vis-3mmcont',imagenname='3mmcont',imagermode='csclean',field='3',imsize=256,cell=['1.0arcsec'],spw="",mode='mfs',interpolation='linear',weighting='briggs',robust=2,interactive=True,uvtaper=True,outertaper=['7.5arcsec'],threshold='0.1mJy',niter=100000)
```

### 1mm

```
clean(vis='vis-1mmcont',imagenname='1mmcont',imagermode='csclean',field='3,4',imsize=512,cell=['0.5arcsec'],spw="",mode='mfs',interpolation='linear',weighting='briggs',robust=2,interactive=True,uvtaper=True,outertaper=['3arcsec'],threshold='0.5mJy',niter=100000)
```

### <sup>13</sup>CO(1-0)

```
clean(vis='vis-w16-13co10-3mm',imagenname='13co10-3mm',imagermode='csclean',field='6',nchan=40,start="2km/s",width="0.2km/s",outframe="LSRK",veltype=radio",imsize=512,cell=['0.5arcsec'],spw="",mode='velocity',interpolation='linear',weighting='briggs',robust=2,interactive=True,uvtaper=True,outertaper=['4.5arcsec'],threshold='10mJy',niter=100000)
```

### C<sup>18</sup>O(1-0)

```
clean(vis='vis-w14-c18o10-3mm',imagenname='c18o10-3mm',imagermode='csclean',field='6',nchan=40,start="2kms",width="0.2km/s",outframe="LSRK",veltype=radio",imsize=512,cell=['0.5arcsec'],spw="",mode='velocity',interpolation='linear',weighting='briggs',robust=2,interactive=True,uvtaper=True,outertaper=['4.5arcsec'],threshold='10mJy',niter=100000)
```

### CS(2-1)

```
clean(vis='vis-CS(2-1)-3mm',imagenname='CS21',imagermode='csclean',field='6',nchan=40,start="2km/s",width="0.2km/s",outframe="LSRK",veltype=radio",imsize=512,cell=['0.5arcsec'],spw="",mode='velocity',interpolation='linear',weighting='briggs',robust=2,interactive=True,uvtaper=True,outertaper=['4.5arcsec'],threshold='0.04Jy',niter=100000)
```

### N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>

```
clean(vis='vis-w7-N2H3mm',imagenname='N2H3mm',imagermode='csclean',field='6',nchan=40,start="2km/s",width="0.2km/s",outframe="LSRK",veltype=radio",imsize=512,cell=['0.5arcsec'],spw="",mode='velocity',interpolation='linear',weighting='briggs',robust=2,interactive=True,uvtaper=True,outertaper=['4.5arcsec'],threshold='10mJy',niter=100000)
```

### CO(2-1)



```
clean(vis='vis-w15-co21-1mm',imasename='CO21-1mm',imagermode='csclean',field='0,1',nchan=20,
start="2km/s",width="0.4km/s",outframe="LSRK",veltype=radio",imsize=512,cell=['0.5arcsec'],
spw="",mode='velocity',interpolation='linear', weighting='briggs',robust=2,interactive=True,
uvtaper=True, outertaper=['4.5arcsec'],threshold='10mJy',niter=100000)
```

### <sup>13</sup>CO(2-1)

```
clean(vis='vis-w2-13co',imasename='13coTEST',imagermode='csclean',field='0,1',nchan=40,
start="2km/s",width="0.2km s",outframe="LSRK",veltype=radio",imsize=512,cell=['0.5arcsec'],
spw="",mode='velocity',interpolation='linear', weighting='briggs',robust=2,interactive=True,
uvtaper=True, outertaper=['4.5arcsec'],threshold='10mJy',niter=100000)
```

### C<sup>18</sup>O(2-1)

```
clean(vis='vis-w3-c18o21-1mm',imasename='C18O21-1mm',imagermode='csclean',field='0,1',nchan=40,
start="2km/s",width="0.2km/s",outframe="LSRK",veltype=radio",imsize=512,cell=['0.5arcsec'],
spw="",mode='velocity',interpolation='linear', weighting='briggs',robust=2,interactive=True,
uvtaper=True, outertaper=['4.5arcsec'],threshold='10mJy',niter=100000)
```

# Apéndice C

## Glosario

**Teorema del virial** Teorema que permite calcular la energía cinética total promedio para sistemas en los que es difícil obtener una solución exacta. En mecánica clásica es una ecuación que relaciona la energía cinética total promedio de un sistema con su energía potencial promedio. Matemáticamente es  $\langle T \rangle = -\frac{1}{2} \sum_{k=1}^N \langle F_k \cdot r_k \rangle$  donde los paréntesis angulares representan el promedio temporal de la magnitud contenida entre ellos.  $F_k$  es la fuerza sobre la partícula  $k$ -ésima, ubicada en la posición  $r_k$ .

**Secuencia principal** Región del diagrama de Hertzsprung-Rusell en la que se encuentra la mayor parte de las estrellas. Las estrellas de esta zona se conocen como estrellas de la secuencia principal. Esta región contiene estrellas que están consumiendo hidrógeno. Tienen diferentes temperaturas, las más frías son las enanas rojas (que tienen masa baja) y las más calientes son las gigantes azules. El diagrama H-R muestra la temperatura efectiva de las estrellas en función de su luminosidad.

**Distribución espectral de energía** Gráfica que representa la energía en función de la frecuencia o la longitud de onda de la luz y se utiliza para caracterizar las fuentes astronómicas. En radioastronomía se usa para mostrar la emisión de la radiación de sincrotrón, la emisión libre-libre, la emisión térmica del polvo y otros mecanismos de emisión. En astronomía infrarroja se puede utilizar para clasificar objetos jóvenes.

**Mapa de extinción** Mapa de absorción+dispersión causada por el polvo interestelar.

**Diagrama color-color** Son un medio para comparar las magnitudes aparentes de estrellas en diferentes longitudes de onda. Normalmente se observan en bandas estrechas alrededor de ciertas longitudes de onda y los objetos observados tendrán diferentes brillos en cada banda. La diferencia de brillo entre dos bandas se denomina color. En estos diagramas, el color definido por dos bandas de longitud de onda se grafican en el eje horizontal, y luego el color definido por otra diferencia de brillo (aunque generalmente hay una banda involucrada en la determinación de ambos colores) se graficará en el eje vertical.

**Modelos evolutivos COND** Modelos evolutivos desarrollados por el grupo de la Escuela Normal Superior de Lyon (Francia) hechos específicamente para el caso de EM's frías y planetas gigantes extrasolares. Los modelos están descritos en Baraffe et al. (2003).

**Profundidad óptica** Medida que nos sirve para tener una idea de qué tan transparente es un medio, por ejemplo, una atmósfera estelar. Dependiendo de qué tan transparente es el medio se dice que es ópticamente grueso (muy poco transparente) u ópticamente delgado (muy transparente). No tiene unidades de medición, así que es adimensional.

**Patrón kepleriano** Comportamiento de rotación de un disco que cumple con las leyes enunciadas por Johannes Kepler para describir el movimiento de los planetas en sus órbitas alrededor del Sol.