



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Radioastronomía y Astrofísica

ESTUDIO MILIMÉTRICO CON ALTA RESOLUCIÓN ANGULAR
DE LA ESTRELLA JOVEN MASIVA HINCHADA IRAS 19520

+2759

TESIS

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

PRESENTA

GRECIA PALOMA SAMADHI SÁNCHEZ GANTES

TUTOR

DRA. AINA PALAU PUIGVERT,
INSTITUTO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

MORELIA, MICHOACÁN, ENERO 2022



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Dedicatoria ...
A mis padres Beatriz y José,
a mis hermanos Aleph y Krisna,
a mi esposo Samuel y a mi hija Enya Pan.
Sin ustedes, esto no hubiera sido posible.
Muchas gracias por su apoyo incondicional.

Resumen

Las estrellas de alta masa tienen un papel importante en el medio interestelar, ya que son la fuente principal de elementos pesados, además de ser una pieza clave para el estudio de la evolución de las galaxias y del mismo Universo. Sin embargo, todavía hay muchas cuestiones por resolver sobre el proceso de formación de las estrellas masivas. Varios estudios teóricos han propuesto que su formación es una versión escalada del proceso de formación de las estrellas de baja masa, lo que requiere altas tasas de acreción con consecuencias todavía poco estudiadas hasta la fecha.

Desde un punto de vista observacional, se ha encontrado que algunos objetos jóvenes masivos presentan signos de acreción con tasas de 10^{-4} – 10^{-3} M_{\odot} yr^{-1} , lo cual debería producir una expansión en la superficie estelar y por lo tanto disminuir la tasa de fotones ionizantes y la temperatura efectiva de la estrella manteniendo constante su luminosidad. Así pues, se espera que una estrella hinchada joven se caracterice por su déficit de emisión libre-libre en el centimétrico y su tipo espectral tardío comparado con el esperado a partir de su luminosidad. Aunque la etapa de estrella hinchada está firmemente predicha por los modelos teóricos, todavía no se han identificado observacionalmente claros ejemplos de esta etapa de formación de las estrellas masivas.

IRAS 19520+2759 es un objeto estelar joven con una luminosidad de $10^5 L_{\odot}$ localizado a 9 kpc del sol, que se ha catalogado como un excelente candidato a estrella hinchada por su déficit de emisión centimétrica y su tipo espectral B7–B9 más tardío que el tipo espectral esperado de O6–O7. Observaciones del interferómetro *Owens Valley Radio Observatory* revelaron la asociación del objeto óptico con una fuente milimétrica que impulsa un flujo molecular, pero no se pudo estudiar el proceso de acreción por la baja sensibilidad y resolución angular de este interferómetro.

En este trabajo, se han utilizado observaciones hechas con el arreglo de 12 m del *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array* a 1.3 mm obteniendo así datos 30 veces más sensibles y con más del doble de resolución angular que los datos anteriores. Se observó la emisión del continuo y diferentes transiciones moleculares con una resolución espectral de 0.33 a 1.34 kms^{-1} .

Las observaciones del continuo a 1.3 mm revelan cinco fuentes que denominamos MM1 (fuente más intensa), MM2, MM3, MM4 y MM5, donde MM1 es la que está asociada con la estrella joven masiva. Las masas de gas y polvo derivadas para cada fuente son de

$\sim 61 M_{\odot}$ para MM1, del orden de $1 M_{\odot}$ para MM2, MM3 y MM4, y de $\sim 4 M_{\odot}$ para MM5. MM1 presenta emisión muy extendida, con dos estructuras filamentarias que se extienden unos 10 segundos de arco hacia el norte. En cambio, las otras fuentes milimétricas son más compactas que MM1, aunque están todas resueltas.

Se detectaron 8 líneas moleculares de las moléculas de DCN, C_3H_2 , CH_3OH , H_2CO , $C^{18}O$ y ^{13}CO . Para cada línea detectada se estudiaron los mapas de canales y se generaron los momentos de orden cero, uno y dos para estudiar la morfología y cinemática de la emisión. Así mismo, se generaron espectros y diagramas posición–velocidad para buscar indicios de acreción y material en caída hacia la fuente masiva.

Se identificaron 6 estructuras filamentarias presentes tanto en $C^{18}O(2-1)$ como en $H_2CO(3_{0,3}-2_{0,2})$, así como en algunas de las otras transiciones. Los seis filamentos están distribuidos radialmente y parecen converger en MM1. También se estudió la cinemática a lo largo de cada uno de los filamentos, encontrando indicios de material fluyendo a lo largo de cinco de los filamentos, así como indicios de la firma de material en caída en estos mismos cinco filamentos. Se determinó una tasa de acreción hacia la protoestrella masiva de $5 \times 10^{-4} M_{\odot}$. Finalmente, se encontraron indicios de rotación kepleriana en las inmediaciones de MM1, correspondiendo a una masa de la protoestrella masiva de $24 M_{\odot}$.

Los parámetros físicos determinados en este trabajo se compararon con los modelos teóricos de estrellas hinchadas de Hosokawa et al. (2010) y Kuiper & Hosokawa (2018), encontrando muy buena consistencia de nuestras observaciones con estos modelos.

En conjunto, los datos aquí estudiados sugieren la presencia de material en caída hacia la estrella hinchada, desde escalas de ~ 1 pc hasta movimientos de acreción a escalas de ~ 5000 AU. Todo ello favorece la hipótesis de que IRAS 19520+2759 es una estrella joven masiva cuya superficie se ha expandido por un intenso proceso de caída de material y acreción.

Agradecimientos

Agradezco a CONACYT por el apoyo económico brindado durante el tiempo de la maestría. Además, un sincero agradecimiento a mi asesora Aina Palau por el apoyo, tiempo y gran dedicación que me ha brindado durante cada una de las etapas para la realización de esta tesis.

Índice general

Resumen	II
Agradecimientos	IV
1 Introducción	1
§1.1 Formación estelar de baja masa	1
§1.2 Formación de estrellas masivas	4
§1.2.1 Modelo de núcleo turbulento	6
§1.2.2 Modelo de acreción competitiva	7
§1.2.3 Modelo de colisiones estelares	9
§1.2.4 Escenario actual para la formación de estrellas masivas	10
§1.2.5 Estrellas hinchadas	14
§1.2.6 IRAS 19520+2759, un buen candidato a estrella hinchada	18
§1.3 Hipótesis	21
§1.4 Objetivo	21
2 Metodología	22
§2.1 Pequeña introducción a la interferometría	25
§2.2 Obtención de parámetros físicos a partir de la emisión térmica del polvo . .	27
§2.3 Obtención de parámetros físicos a partir de la emisión térmica del gas de ^{13}CO y C^{18}O	29
§2.4 ALMA, interferómetro de última generación	31
§2.5 Datos de ALMA utilizados en esta tesis	33
3 Resultados	37

§3.1 Emisión del continuo a 1.3 mm	37
§3.2 Líneas detectadas en las ventanas 25, 27 y 29	41
§3.3 Emisión de líneas moleculares: ^{13}CO y C^{18}O	41
§3.4 Emisión de líneas moleculares: H_2CO	50
§3.4.1 Transición del H_2CO ($3_{0,3}-2_{0,2}$)	50
§3.4.2 Transición del H_2CO ($3_{2,2}-2_{2,1}$)	53
§3.4.3 Transición del H_2CO ($3_{2,1}-2_{2,0}$)	55
§3.5 Emisión de líneas moleculares: CH_3OH , C_3H_2 , y DCN	58
§3.5.1 Transición del CH_3OH ($4_{-2,3}-3_{-1,2}$)	58
§3.5.2 Transición del C_3H_2 ($6_{0,6}-5_{1,5}$)	60
§3.5.3 Transición del DCN ($3-2$)	63
§3.6 Identificación de filamentos	65
4 Análisis	67
§4.1 Flujos moleculares	68
§4.2 Búsqueda de la firma de material en caída	69
§4.3 Cinemática a lo largo de los filamentos	71
§4.4 Parámetros físicos de los filamentos alrededor de MM1	74
§4.5 Cinemática de un posible disco asociado a MM1	77
5 Discusión	81
§5.1 Asociación de la fuente óptica con la milimétrica	81
§5.2 Comparación con los modelos de Hosokawa y Kuiper	83
§5.3 Desviaciones del movimiento Kepleriano	87
§5.4 Comparación con otras regiones similares	88
6 Conclusiones	89
7 Apéndice	91
§7.1 Diagramas posición velocidad para el H_2CO ($3_{0,3}-2_{0,2}$)	91
§7.2 Cinemática a través de los filamentos	94
§7.3 Cinemática de un posible disco asociado a MM1, sin éxito	95

§7.4 Programa usado para ajustar el movimiento Kepleriano	97
---	----

Índice de figuras

1.1 Etapas de la formación de estrellas de baja masa.	4
1.2 Ubicación de las estrellas masivas de una simulación de formación de cúmulos, donde se puede observar las estrellas masivas (círculos negros) están localizadas en los centros de grupos individuales de estrellas de baja masa (círculos blancos) mediante la acreción competitiva. (Tomada de Bonnell and Bate (2006))	8
1.3 Esquema del escenario de acreción competitiva, donde el potencial de las estrellas individuales y del gas forman un potencial más profundo, el cual sirve para canalizar el gas hacia el centro del cúmulo y así las estrellas localizadas ahí acretarán mayor cantidad de gas y se convertirán en estrellas masivas.	8
1.4 Estructura de una nube IR oscura (IRDC) filamentosa, donde se puede observar subestructura, llamados fragmentos o núcleos densos masivos, donde se forman las estrellas masivas. (Tomada de Peretto and Fuller (2010))	9

1.5 Diagrama esquemático evolutivo propuesto para la formación de estrellas de gran masa. (1) Los filamentos masivos y los clumps esféricos, llamados *ridges* y *hubs* respectivamente, albergan núcleos densos masivos (MDC, 0.1 pc) que forman estrellas masivas. (2) Durante su fase sin estrellas, los MDCs sólo albergan núcleos prestelares de baja masa. (3) Los MDCs silenciosos IR se vuelven protoestelares cuando tienen embebido un embrión estelar de baja masa. El colapso protoestelar local de 0.02 pc, está acompañado por el colapso global de 0.1 - 1 pc de los MDCs y los ridges/hubs. (4) Las envolturas protoestelares se alimentan de estas entradas impulsadas por la gravedad, lo que lleva a la formación de protoestrellas de gran masa. Estos últimos son silenciosos para los rayos infrarrojos siempre que sus embriones estelares sigan siendo de baja masa. (5) Las protoestrellas de masivas se vuelven brillantes en el IR para los embriones estelares con una masa superior a $8 M_{\odot}$. (6) La fase de acreción principal termina cuando el UV estelar ioniza la envoltura protoestelar y se desarrolla una región HII. Imagen y texto tomado de Motte et al. (2017). 12

1.6 Escenario propuesto por Kumar et al. (2020) para unificar la formación de estrellas de baja y alta masa. 14

1.7 Diagrama del modelo adoptado por Hosokawa & Omukai para una estrella hinchada. . . 17

1.8 Izquierda: Escala de color: Spitzer/MIPS A $24 \mu\text{m}$. I19520 es la fuente más pronunciada y se localiza a unos 4 arcmin al sur de un remanente de supernova, tratado por los contornos negros que corresponden a emisión de continuo a 20 cm. Derecha: Acercamiento de la región. La escala de colores corresponde a la emisión de $3.4 \mu\text{m}$ detectado por WISE. Se puede observar una fuente más extendida y es donde está embebida I19520. Las 2 estrellas indican las posiciones de las fuentes de 2 mm detectadas por OVRO. Los contornos blancos corresponden a la emisión a 1.1 mm detectado con Bolocam. (Imagen tomada de Palau et al. (2013).) 19

1.9 La primera imagen corresponde a las fuentes detectadas con OVRO a 2.6 mm en varias configuraciones, mientras que la segunda imagen muestra los flujos moleculares detectados en CO(1-0) en el mismo estudio de Palau et al. (2013). 21

2.1 Opacidad atmosférica, en donde se puede observar tanto para la luz visible como para las ondas de radio es transparente. 23

2.2 Componentes principales de una radiotelescopio, en donde las ondas de radio son captadas por el disco reflector que las focaliza en su foco donde se encuentra un dispositivo encargado de convertir la señal en corriente eléctrica para que pueda ser recibida por el receptor y amplificada para su estudio. 23

2.3 Diagrama polar del patrón de radiación donde se muestran sus partes, lóbulos principal y secundario, y el ancho del haz definido a la altura mitad. 24

2.4 Diagrama de un interferómetro de dos elementos. (Tomada de Wilson et al. 2009) . . . 26

2.5 *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*, ALMA. 31

2.6 Localización de ACA que es el conjunto de antenas más compacto. 32

2.7 Izquierda: Receptor de ALMA. Cada antena tiene 10 receptores (o bandas) y todos juntos forman el *Front End*. Derecha: Interior del *Front End* donde se aprecian los 10 receptores. 33

2.8 Diagrama de amplitud vs distancia uv para los datos utilizados de la configuración C43-2 de ALMA del día 2 de abril de 2018. 34

3.1 Contornos negros: emisión de ALMA a 1.3 mm con la configuración C43-2. Los contornos son -3, 3, 5, 10, 30, 60 y 90 veces el ruido del mapa de $0.02 \text{ mJy beam}^{-1}$. Contornos grises: emisión de OVRO a 2.6 mm con la configuración más extendida (H, de Palau et al. (2013)). 38

3.2 Mapa de canales del $^{13}\text{CO} (2-1)$ con contornos de -25, -10, -5, 5, 10, 25, 50, 100, 150 veces el de $0.005 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM3, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura. 43

3.3 a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea $^{13}\text{CO} (2-1)$. b) Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea $^{13}\text{CO} (2-1)$. Para ambas figuras los contornos negros corresponde al momento de orden cero con contornos 6, 12, 18, 24, 30, 50, 70, 90, 110 veces el ruido de $0.024 \text{ Jy beam}^{-1}$ 45

3.4 Mapa de canales de la transición $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ con contornos de -25, -10, -5, 5, 10, 25, 50, 100, 150 veces el ruido de $0.0045 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM3, MM4 y MM5. Las seis líneas trazadas de distintos colores hacen referencia a diferentes estructuras filamentarias encontradas. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura. 46

3.5	a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea $C^{18}O(2-1)$. b)Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea $C^{18}O(2-1)$. Para ambas figuras los contornos negros corresponden al momento de orden cero, con contornos de 3, 6, 9, 12, 18, 24, 30, 50, 70, 90 y 120 veces el ruido de $0.009 \text{ Jy beam}^{-1}$	49
3.6	Mapa de canales del $H_2CO(3_{0,3}-2_{0,2})$ con contornos de -10, -5, 5, 10, 25, 50 veces el ruido de $0.002 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM3, MM3, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.	50
3.7	a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea $H_2CO(3_{0,3}-2_{0,2})$. b)Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea $H_2CO(3_{0,3}-2_{0,2})$. Para ambas figuras los contornos negros corresponden al momento de orden cero con contornos de 3, 6, 12, 18, 24, 30, 50, 70, 90 y 110 veces el ruido de $0.009 \text{ Jy beam}^{-1}$	52
3.8	Mapa de canales de la transición $H_2CO(3_{2,2}-2_{2,1})$ con contornos de -5, 5, 10, 25 veces el ruido rms de $0.0016 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM3, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.	53
3.9	a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para $H_2CO(3_{2,2}-2_{2,1})$. b)Escala de color: mapa del momento de orden dos para la misma línea. Para ambas figuras los contornos negros corresponden al momento de orden cero utilizando contornos de 2, 4, 6, 10, 15, 25 y 35 veces el ruido de $0.0077 \text{ Jy beam}^{-1}$	54
3.10	Mapa de canales de la transición $H_2CO(3_{2,1}-2_{2,0})$ con contornos de -5, 5, 10, 25 veces el ruido de $0.0016 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM4, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.	55
3.11	a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea $H_2CO(3_{2,1}-2_{2,0})$. b)Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea $H_2CO(3_{2,1}-2_{2,0})$. Para ambas figuras los contornos negros corresponde al momento de orden cero utilizando contornos de 2, 4, 6, 10, 15, 25 y 35 veces el ruido de $0.0077 \text{ Jy beam}^{-1}$	57

3.12	Mapa de canales de la transición $\text{CH}_3\text{OH} (4_{-2,3} - 3_{-1,2})$ con contornos de -6, -3, 3, 6, 9, 12 veces el ruido de $0.002 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM3, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.	58
3.13	a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea $\text{CH}_3\text{OH} (4_{-2,3} - 3_{-1,2})$. b) Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea $\text{CH}_3\text{OH} (4_{-2,3} - 3_{-1,2})$. Para ambas figuras los contornos negros corresponden al momento de orden cero, utilizando contornos de 3, 6 y 12 veces el ruido de $0.009 \text{ Jy beam}^{-1}$	59
3.14	Mapa de canales de la transición $\text{C}_3\text{H}_2 (6_{0,6} - 5_{1,5})$ con contornos de -3, 3, 6, 9, 12 veces el ruido rms de $0.002 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM3, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.	60
3.15	a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea $\text{C}_3\text{H}_2 (6_{0,6} - 5_{1,5})$. b) Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea $\text{C}_3\text{H}_2 (6_{0,6} - 5_{1,5})$. Para ambas figuras los contornos negros corresponden al momento de orden cero, utilizando contornos de 2, 4 y 6 veces el ruido de $0.008 \text{ Jy beam}^{-1}$	61
3.16	Mapa de canales del DCN (3-2) con contornos de -3, 3, 6, 12, 24 veces el ruido de $0.0017 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM3, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.	63
3.17	a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea molecular DCN (3-2). b) Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea DCN (3-2). Para ambas figuras los contornos negros corresponden al momento de orden cero, utilizando contornos de 2, 4, 8, 16, 32, 48 veces el ruido de $0.006 \text{ Jy beam}^{-1}$	64
3.18	Contornos negros: corresponden al momento cero del $\text{H}_2\text{CO} (3_{0,3} - 2_{0,2})$. Contornos rojos: corresponden al continuo de 1.3 mm, misma de la Fig 3.1. Las líneas trazadas indican cada uno de los seis filamentos detectados.	66

4.1	Contornos azul/rojo: emisión de alta velocidad del ^{13}CO (2–1). Los contornos azules corresponden a la emisión integrada de -39.2 a -21.2 km s^{-1} , mientras que los contornos rojos corresponden a la emisión integrada de -11.2 a -3.8 km s^{-1} . Los contornos negros corresponden a la emisión de continuo de 1.3 mm como en la Fig 3.1.	68
4.2	Espectros para las cinco fuentes milimétricas detectadas utilizando el C^{18}O (2–1).	69
4.3	Espectros para los filamentos detectados utilizando el C^{18}O (2–1).	70
4.4	Espectros para los filamentos detectados utilizando el H_2CO ($3_{0,3}-2_{0,2}$).	70
4.5	Diagrama posición velocidad de los filamentos usando C^{18}O (2–1).	73
4.6	Diagrama posición-velocidad pasando por MM1 y con dirección este-oeste del C^{18}O (2–1). Los contornos corresponden a 3, 6, 9,12, 20, 30, 40, 50, 60, 65, 70, 75, 80, 85, 90, 110 veces el ruido, de 3.5 mJybeam^{-1} . Se ha marcado la posición central entre ellos dos picos internos (cercano a la posición del objeto masivo) con una línea a trazos vertical, así como la velocidad central del C^{18}O (2–1) obtenida del ajuste gaussiano al espectro para MM1 (-17.56 km s^{-1}) con una línea a trazos horizontal.	78
4.7	Curva del movimiento Kepleriano utilizando un corte de este a oeste a través de MM1. La curva roja corresponde al mejor ajuste a los puntos observados (azules), mientras que las curvas a trazos sirven de referencia.	80
5.1	Datos tomados con el Telescopi Joan Oró de Catalunya en donde se muestran indicios de variabilidad.	83
5.2	Diagrama HR con trazas evolutivas para estrellas hinchadas con tres tasas de acreción usadas por Hosokawa et al. (2010) en donde se ha marcado con una cruz roja la posición de I19520. Los símbolos de círculo, cuadrado, triángulo y estrella indican las épocas en las que la masa estelar alcanza 1, 3, 5, 9 y $20 M_{\odot}$. Las líneas punteadas delgadas corresponden al radio estelar en $R_* = 1, 10$ y $100R_{\odot}$	84
5.3	La primera imagen corresponde al diagrama de luminosidad mientras que la segunda corresponde al diagrama de la temperatura fotosférica, ambas en función la masa estelar. Se ha marcado con una cruz roja donde se localiza I19520 en ambas gráficas. En ambos diagramas no se incluyo la contribución de la acreción. (Imágenes adaptadas Kuiper & Hosokawa (2018))	85

5.4	Radio en función de la masa estelar. Las líneas a trazos corresponden a la posición de I19520 y cuyo radio corresponde a $20 R_{\odot}$. (Adaptada de Kuiper & Hosokawa (2018))	85
5.5	Diagrama de la masa del disco en función del tiempo. Las líneas verde a trazos corresponden a la localización e I19520. (Adaptada de Kuiper & Hosokawa (2018))	86
5.6	Diagrama de la tasa de acreción en función del tiempo en donde se marca con líneas rojas a trazos la ubicación de I19520. La línea continua es la tasa de acreción de disco a estrella y la línea discontinua es de envolvente a disco.	87
7.1	Diagrama posición velocidad para el filamento NF1 usando el $H_2CO(3_{0,3}-2_{0,2})$	91
7.2	Diagrama posición velocidad para el filamento NF2 usando el $H_2CO(3_{0,3}-2_{0,2})$	92
7.3	Diagrama posición velocidad para el filamento SF3 usando el $H_2CO(3_{0,3}-2_{0,2})$	93
7.4	Diagramas de posición-velocidad para los filamentos NF1 (izquierda), SF1 (en medio) y SF2 (derecha) usando el $H_2CO(3_{0,3}-2_{0,2})$	93
7.5	Diagrama perpendicular a la estructura SF1 de la transición $C^{18}O(2-1)$. Los contornos corresponden a 3, 6, 9, 12, 15, 18, 24, 30, 36 veces el ruido de $0.0021 \text{ Jy beam}^{-1}$	94
7.6	Diagrama a través del filamento SF1 de la transición $H_2CO(3_{0,3}-2_{0,2})$	95
7.7	Corte en dirección del filamento NF1 del $C^{18}O(2-1)$	96
7.8	Corte en MM1 de DCN	96
7.9	Corte en la dirección de la estructura NF1 del DCN	97

Capítulo 1

Introducción

Las estrellas han sido una pieza clave en la Astronomía para estudiar y conocer características de la evolución del Universo, de la Galaxia y del Sol mismo. Es por ello que es de suma importancia conocer más a fondo sus procesos de formación y evolución. De hecho, durante las últimas décadas se ha logrado un progreso significativo con respecto a la comprensión de la formación y evolución de las estrellas, en gran medida, gracias a las nuevas generaciones de telescopios construidos en los últimos años. Mientras que la formación de las estrellas de baja masa ($\sim 1 M_{\odot}$) es un proceso bien comprendido al menos en sus procesos más básicos, todavía existen muchos enigmas acerca de la formación de las estrellas masivas ($> 8 M_{\odot}$).

Antes de pasar a los modelos de formación de las estrellas masivas, se presenta a continuación una breve descripción del proceso de formación de las estrellas de baja masa.

1.1. Formación estelar de baja masa

En la actualidad, la teoría aceptada para describir la formación de estrellas de baja masa es la propuesta por Larson (1969), Penston (1969) y Shu et al. (1987), que se puede resumir en las siguientes fases (resumidas en la Fig. 1.1).

- Núcleos embebidos en la nube molecular: Las estrellas se forman en nubes moleculares muy densas y que se encuentran en equilibrio tanto con los campos magnéticos, como con la rotación y la turbulencia que existe en la nube, evitando así un colapso gravitatorio. Las regiones más densas de la nube se fragmentan, dando lugar a pequeños núcleos densos (~ 0.1 pc) que van rotando lentamente.

- Protoestrella central con un disco: Esta segunda fase empieza cuando el núcleo denso se vuelve inestable gravitacionalmente debido a alguna perturbación y empieza a colapsar. En un inicio el colapso es isotérmico por la baja densidad, pero cuando ésta ha aumentado lo suficiente, el colapso se vuelve adiabático, por lo que la energía liberada en el colapso no puede radiarse y la temperatura en el centro se incrementa hasta que la presión térmica es capaz de frenar el colapso. Así se forma el núcleo hidrostático en el centro o 'protoestrella'. Tomando en cuenta la conservación del momento angular, se pudo notar que el material que alimenta a la protoestrella no cae directamente sobre ella, sino que sigue trayectorias parabólicas y se va integrando a un disco que se forma alrededor del objeto central, formando el disco protoestelar. La energía que se genera cuando el material choca con la superficie del núcleo hidrostático, se va disipando en forma de radiación.

- Simultáneamente a la formación del disco, parte del material en caída hacia la protoestrella se revierte y es eyectado. Esto ocurre por la presencia de campos magnéticos y por la presencia del disco que hace que el viento estelar se acelere por los polos. Estos flujos bipolares son altamente energéticos, $E_k \sim 10^{43} - 10^{47}$ erg y se piensa que todas las estrellas de masa baja pasan por esta etapa.

- Estrella tipo T-Tauri: En esta etapa el objeto protoestelar ha acretado la mayoría del material circundante, dejando nada más un disco nebular que puede dar lugar a planetas o simplemente ser dispersado por el flujo molecular o la retroalimentación de la estrella. El objeto protoestelar se contrae cuasiestáticamente hasta que la tem-

peratura en el centro es suficientemente alta para iniciar la combustión del hidrógeno.

A su vez, existe una relación entre el estado evolutivo de una protoestrella de baja masa y su distribución espectral de energía (o SED, por sus siglas en inglés). Se clasificaron los objetos estelares jóvenes de baja masa en cuatro diferentes clases, llamadas: *Clase 0*, *I*, *II* y *III*.

- **Objetos Clase 0:** Son los objetos más jóvenes conocidos. Son núcleos densos rodeados de gran cantidad de material, encontrándose en la fase de acreción principal donde la masa de la envoltura es del orden de la masa acretaada al núcleo hidrostático. Su SED está dominada por la emisión en el submilimétrico de la envoltura fría, y se caracteriza bien con un cuerpo gris.
- **Objetos Clase I:** Son protoestrellas que típicamente ya han formado un disco. Tienen una pendiente positiva en la SED entre 2.2 y 100 μm , lo que indica que tienen una cantidad de polvo circunestelar importante, por lo que no son detectables en el óptico.
- **Objetos Clase II:** Tienen SED entre 2 y 100 μm negativas, lo que indica que tienen menos polvo circunestelar. Son estrellas de pre-secuencia principal con discos prominentes, llamadas también estrellas T-Tauri Clásicas. Son detectables principalmente en el visible e infrarrojo.
- **Objetos Clase III:** También llamados T-Tauri desnudas (por perder casi todo el polvo circunestelar). Son estrellas pre-secuencia principal y su emisión se debe mayoritariamente a su fotosfera. Se pueden observar en el visible y presentan muy poco o casi ningún exceso de emisión en el infrarrojo cercano y medio (Estrella and Pons, 1997).

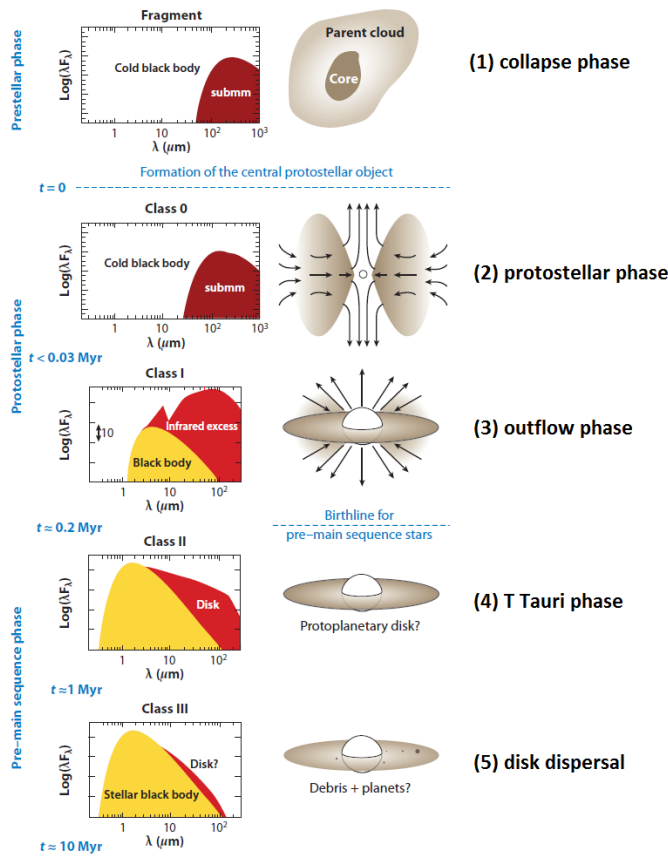


Figura 1.1: Etapas de la formación de estrellas de baja masa.

1.2. Formación de estrellas masivas

Las estrellas de alta masa son aquellas cuya masa es mayor a $8 M_{\odot}$ en la secuencia principal y tienen luminosidades superiores a $10^3 L_{\odot}$. Este tipo de estrellas juegan un papel importante en el medio interestelar, ya que son la fuente principal de elementos pesados cuando éstas llegan al final de su vida convirtiéndose en Supernovas; por otra parte, ayudan a regular o desencadenar la formación de otras estrellas y además ayudan a dar origen a los vientos galácticos. Las estrellas masivas dominan la luz de las galaxias distantes y

la de la Vía Láctea, aunque en ésta sólo representan menos del 1 % de las estrellas de la Galaxia. Pero a pesar de tener un papel tan relevante, su formación sigue siendo un enigma para la sociedad científica.

Una de las principales causas que dificultan el estudio de estos objetos es su rápida evolución, ya que llegan rápidamente a la secuencia principal, sin poder dejar evidencia de sus diferentes etapas durante la presecuencia principal. El tiempo que tarda una estrella masiva en llegar a la secuencia principal es muy corto. Este tiempo es conocido como el tiempo de Kelvin-Helmholtz (τ_{KH}) y se define como el tiempo durante el cual una estrella irradia su energía cinética total (dada por la energía gravitacional) al ritmo marcado por su luminosidad. Considerando una estrella de masa M_* , el τ_{KH} está dado por:

$$\tau_{KH} \sim \frac{G M_*^2}{R_* L_*} \quad (1.1)$$

Tomando una masa de $1 M_\odot$, se obtiene un τ_{KH} de $\sim 10^7$ años, mientras que si consideramos una estrella de $50 M_\odot$ se obtiene $\sim 10^4$ años. Se puede ver que τ_{KH} es mucho menor para estrellas masivas que para las estrellas de baja masa.

Otro de los factores que dificultan el estudio de los objetos masivos jóvenes es que la gran mayoría de las regiones donde se forman están mucho más alejadas (kpc) en comparación con las regiones de formación de estrellas de baja masa (cientos de pc). Asimismo en su mayoría se forman en cúmulos por lo que esto también dificulta su estudio individual.

Pero la dificultad más grave para explicar su formación es teórica, pues la fuerte presión de radiación que actúa sobre la envoltura polvorienta que rodea a la protoestrella hace que la envoltura desaparezca y evita el crecimiento del objeto estelar joven. Ya desde la década de los 70's se encontró que la presión de radiación debería impedir la formación de estrellas de más de $8 M_\odot$ (ej. Kahn, 1974). Sin embargo esto no sucede.

Con el objetivo de poder explicar la formación de estrellas masivas a pesar de la presión

de radiación se propusieron en la literatura tres grandes escenarios: el núcleo turbulento, la acreción competitiva y la colisión o fusión estelar.

1.2.1. Modelo de núcleo turbulento

McKee & Tan (2002) proponen un modelo turbulento donde núcleos pre-estelares masivos son estáticos y aislados de su entorno soportados principalmente por microturbulencia. En cuanto el núcleo pre-estelar masivo pierda el soporte turbulento y magnético, comenzaría a colapsar formando una protoestrella masiva.

En este escenario, las estrellas tanto de baja como las de alta masa se forman mediante el proceso de fragmentación, en donde la nube molecular progenitora por la turbulencia, campos magnéticos y la gravedad que hay en ella, se va fragmentando en objetos cada vez más pequeños formando así los núcleos densos. Los núcleos con suficiente masa desencadenan el colapso y la masa del núcleo determinará la masa disponible para formar la estrella, por lo que para una estrella masiva se necesitaría un núcleo masivo (McKee & Tan (2003), Tan & McKee (2004)).

En este escenario la protoestrella masiva estaría asociada a flujos moleculares y discos circunestelares cuyas propiedades han de ser una versión escalada de las propiedades de las estrellas de baja masa. Y efectivamente, existe evidencia observacional de que, al igual que las estrellas de baja masa, se observan discos circunestelares en objetos estelares masivos de hasta más de $40 M_{\odot}$, con tamaños típicos de ~ 1000 AU (por ejemplo, Sánchez-Monge et al. 2013, Klaassen et al. 2009, Beltrán & de Wit 2016, Forgan et al. 2016, Beltrán et al. 2018, Sanna et al. 2019, Maud et al. 2019, Motogi et al. 2019, Cesaroni et al. 2011, Guzmán et al. 2020, Moscadelli et al. 2021).

Es importante notar que en este modelo la acreción hacia la protoestrella masiva se da en escalas del núcleo denso ($\sim 0.1-0.5$ pc), pero no más allá.

Este modelo está enfrentando serios problemas desde que se propuso, ya que no es evi-

dente que la turbulencia realmente pueda ejercer una forma de soporte isotrópico (ejemplo, Dobbs et al. 2005). Además predice la existencia de núcleos densos masivos sin estrella, pero hasta la fecha casi no se han encontrado, excepto algún caso dudoso (ejemplo, Kong et al. 2017, Contreras et al. 2017, Csengeri et al. 2017, Liu et al. 2018, Nony et al. 2019, Louvet et al. 2019, Pillai et al. 2019, Peretto et al. 2020). Asimismo, se está encontrando más evidencia observacional de que la acreción hacia las estrellas masivas viene de escalas espaciales mayores a la de los núcleos (> 0.1 pc) (ejemplo, Peretto et al. 2013, Schneider et al. 2015, Liu et al. 2015, Wyrowski et al. 2016, Hajigholi et al. 2016, Hacar et al. 2017, Friesen et al. 2016, Csengeri et al. 2017, Yuan et al. 2018, Jackson et al. 2018, Barnes et al. 2019, Peretto et al. 2020). Finalmente, este modelo de núcleo turbulento, explica la formación de estrellas masivas aisladas, sin embargo no es capaz de explicar el hecho observacional de que la mayoría de estrellas masivas se encuentran embebidas en cúmulos estelares.

1.2.2. Modelo de acreción competitiva

Este modelo fue propuesto inicialmente por Bonnell et al. (2001) y en Bonnell and Bate (2006) se presentó un trabajo posterior. El modelo surgió como respuesta al hecho observacional de que todas las estrellas masivas parecen formarse asociadas a cúmulos estelares.

Una de las diferencias entre el modelo del núcleo turbulento y el de acreción competitiva es la forma en que la protoestrella masiva adquiere su masa y las condiciones iniciales. Según Bonnell and Bate (2006), la acreción competitiva sucede cuando las estrellas en el potencial gravitacional común de una nube madre van acretando gas de forma que las estrellas ubicadas en el centro o cerca del pozo de potencial son beneficiadas por la atracción gravitacional de todo el potencial por lo que las tasas de acreción son muy altas en comparación a las de las estrellas ubicadas lejos del pozo de potencial.

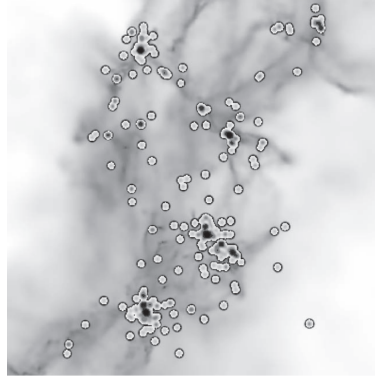


Figura 1.2: Ubicación de las estrellas masivas de una simulación de formación de cúmulos, donde se puede observar las estrellas masivas (círculos negros) están localizadas en los centros de grupos individuales de estrellas de baja masa (círculos blancos) mediante la acreción competitiva. (Tomada de Bonnell and Bate (2006))

Este modelo requiere la presencia de un reservorio de gas común del cual las protoestrellas se van alimentando. Además se toma en cuenta que el gas debe estar libre, es decir se debe mover bajo la misma aceleración gravitacional que las estrellas ya que si el gas se fija debido a los campos magnéticos entonces la acreción se ve limitada. Por lo tanto, cumpliéndose estos dos requisitos, la escala de tiempo dinámica para la acreción y la evolución serán similares y así se puede acumular una gran cantidad de gas (Bonnell and Bate, 2006).

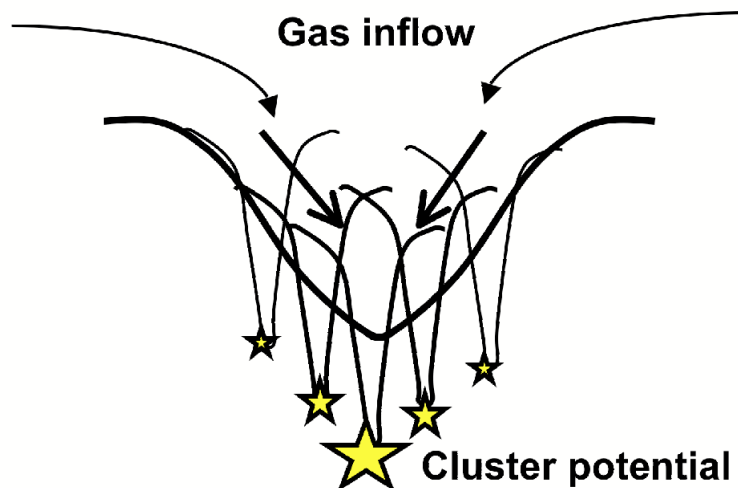


Figura 1.3: Esquema del escenario de acreción competitiva, donde el potencial de las estrellas individuales y del gas forman un potencial más profundo, el cual sirve para canalizar el gas hacia el centro del cúmulo y así las estrellas localizadas ahí acretarán mayor cantidad de gas y se convertirán en estrellas masivas.

1.2.3. Modelo de colisiones estelares

El modelo de colisiones estelares fue propuesto en 1998 por Bonnell et al. seguido de otros trabajos en el año 2002 y 2005 hechos por él mismo. Según este modelo, las estrellas masivas se forman por colisiones de estrellas de masa baja o intermedia, provocadas por la acreción en los núcleos densos embebidos en cúmulos estelares. La acreción en el núcleo central del cúmulo hace que su radio disminuya aumentando así la densidad estelar hasta dar lugar a la colisión de estrellas. Este proceso es detenido por la eyección del gas contenido en los núcleos cuando se haya formado la estrella masiva.

Existen varias implicaciones de este modelo. Una de ellas es que las estrellas masivas han de estar situadas en el centro del cúmulo y por lo tanto no deberían encontrarse estrellas masivas aisladas. La segunda implicación es que la densidad estelar ha de ser suficientemente alta ($\geq 10^8 \text{ star pc}^{-3}$, Bonnell et. al 2002). La tercera implicación es que no deberían encontrarse muchas estrellas de masa intermedia puesto que éstas son las que colisionan para formar las estrellas masivas.

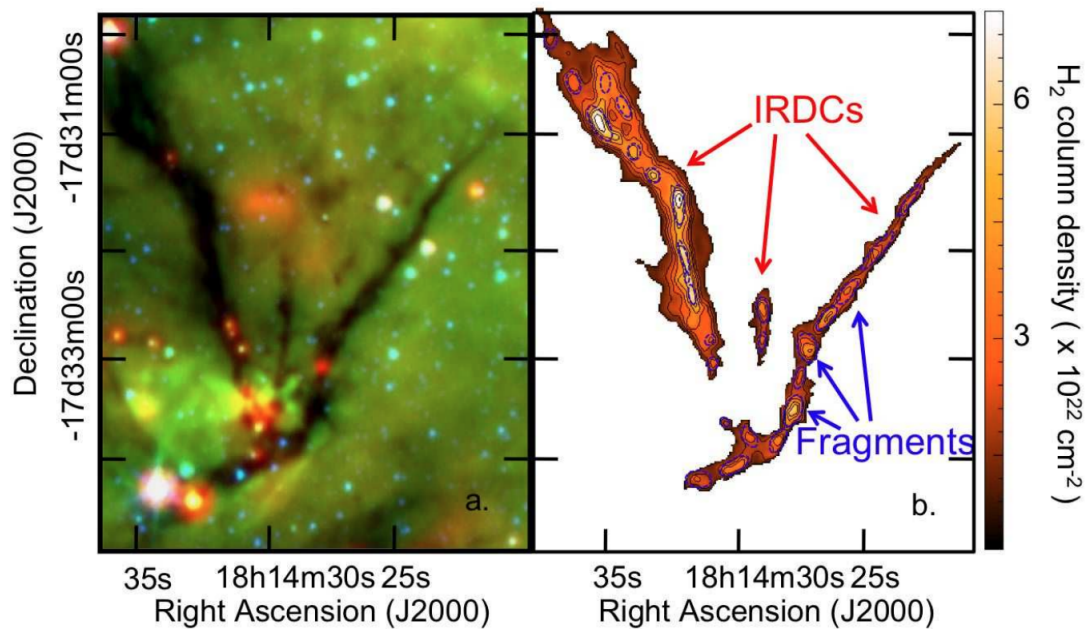


Figura 1.4: Estructura de una nube IR oscura (IRDC) filamentosa, donde se puede observar subestructura, llamados fragmentos o núcleos densos masivos, donde se forman las estrellas masivas. (Tomada de Peretto and Fuller (2010))

1.2.4. Escenario actual para la formación de estrellas masivas

Los tres escenarios para la formación de estrellas masivas mencionados anteriormente se pueden considerar los escenarios “clásicos” y fueron todos desarrollados a finales de los 90’s o principios del nuevo milenio. Desde entonces, numerosas observaciones han demostrado que el entorno de las estrellas masivas jóvenes es muy complejo y que parece jugar un papel decisivo en su formación. Un ejemplo se puede ver en la Fig. 1.4 de Peretto & Fuller (2010).

En 2018, Motte, Bontemps y Louvet publicaron un artículo sobre este tema resumiendo toda la evidencia observacional recopilada hasta la fecha. Como se ve en este artículo, dicha evidencia muestra que los núcleos pre-estelares masivos son muy elusivos y que las estrellas masivas jóvenes fueron parte de grandes complejos de nubes moleculares con mucha subestructura, muchas veces filamentaria. Esto sugiere que los tres escenarios presentados arriba pueden tener ingredientes vitales y así Motte et al. 2018 propusieron un escenario unificado que consta de 6 etapas y está resumido en la Fig. 1.5:

1. Las estrellas masivas se forman en complejos moleculares compuestos de nubes masivas y cúmulos OB. En estos complejos existen *ridges* (crestas en español), que son estructuras filamentosas de tamaños de ~ 5 pc y altas densidades $>10^5$ cm $^{-3}$ y que forman cúmulos de estrellas masivas, y también existen *hubs* (centros en español), que son estructuras más esféricas en los puntos de convergencia de varios filamentos y que pueden formar varias estrellas masivas.
2. A su vez, los *ridges* y *hubs* albergan estructuras todavía más densas, de tamaños de ~ 0.1 pc, típicamente referidos como núcleos densos masivos. En un inicio, estos núcleos densos masivos se fragmentan y contienen núcleos pre-estelares de ~ 0.01 pc y de baja masa.
3. Los *ridges* y *hubs* acretan material a los núcleos densos masivos, provocando flujos de gas y un aumento de la masa tanto de los núcleos densos masivos como de los

núcleos pre-estelares de baja masa embebidos en ellos que se van convirtiendo en protoestrellas de baja masa.

4. Si existe suficiente gas para alimentar las protoestrellas de baja masa, éstas pueden convertirse en protoestrellas masivas sin emisión IR, una de las etapas tempranas en la formación de estrellas masivas. Estas protoestrellas masivas sin emisión infrarroja tienen tamaños de 0.02 pc, pero su masa todavía es $< 8 M_{\odot}$. Tienen tasas altas de acreción que ayudan a impulsar flujos moleculares y están asociados con núcleos calientes.
5. Una vez que la protoestrella masiva sin emisión infrarroja alcanza una masa de más de $8 M_{\odot}$, se volverá más luminosa y brillante en el infrarrojo. Además los núcleos calientes crecerán en tamaño y empezarán a desarrollar regiones fotoionizadas hipercompactas limitadas por la caída de gas del entorno.
6. La protoestrella masiva emite radiación ultravioleta y desarrolla una región fotoionizada que, junto con los flujos moleculares y los vientos estelares, detienen la acreción de gas hacia la estrella recién nacida. En este momento termina la fase de acreción principal de la estrella masiva por lo que ya ha adquirido prácticamente la totalidad de su masa.

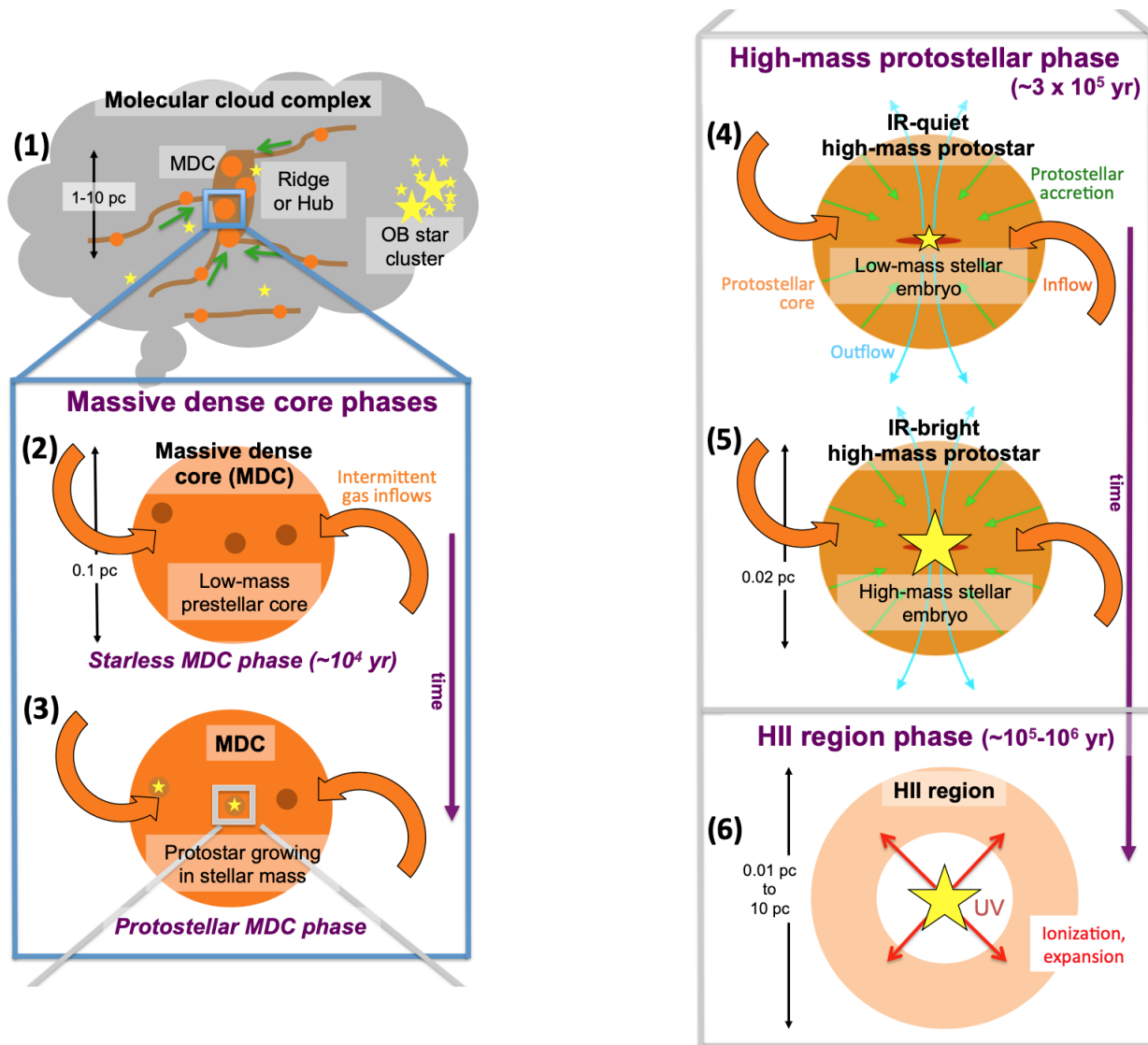


Figura 1.5: Diagrama esquemático evolutivo propuesto para la formación de estrellas de gran masa. (1) Los filamentos masivos y los clumps esféricos, llamados *ridges* y *hubs* respectivamente, albergan núcleos densos masivos (MDC, 0.1 pc) que forman estrellas masivas. (2) Durante su fase sin estrellas, los MDCs sólo albergan núcleos prestelares de baja masa. (3) Los MDCs silenciosos IR se vuelven protoestelares cuando tienen embebido un embrión estelar de baja masa. El colapso protoestelar local de 0.02 pc, está acompañado por el colapso global de 0.1 - 1 pc de los MDCs y los ridges/hubs. (4) Las envolturas protoestelares se alimentan de estas entradas impulsadas por la gravedad, lo que lleva a la formación de protoestrellas de gran masa. Estos últimos son silenciosos para los rayos infrarrojos siempre que sus embriones estelares sigan siendo de baja masa. (5) Las protoestrellas de masivas se vuelven brillantes en el IR para los embriones estelares con una masa superior a $8 M_{\odot}$. (6) La fase de acreción principal termina cuando el UV estelar ioniza la envoltura protoestelar y se desarrolla una región HII. Imagen y texto tomado de Motte et al. (2017).

Este escenario propuesto por Motte et al. (2018) es muy consistente con trabajos más recientes donde proponen un papel fundamental de la nube molecular en la formación de

las estrellas masivas. Por ejemplo, Tigé et al. (2017), menciona que el tiempo tan corto que permanecen en la fase pre-estelar, puede indicar que los núcleos pre-estelares masivos no son condensaciones aisladas de su entorno, sino que mientras se van formando estos núcleos interactúan fuertemente con su entorno. Por lo tanto, se sugiere que el colapso de las protoestrellas masivas empieza con un núcleo pre-estelar de baja masa que va creciendo con el tiempo.

Además, de acuerdo con el modelo de “colapso global jerárquico” de Vázquez-Semadeni et al. (2019), las estrellas masivas se forman en nubes que posteriormente colapsan provocando corrientes de gas hacia protoestrellas de 0.01 pc. Esta teoría sería como una extensión de la “acreción competitiva”, en donde ahora la acreción sería debida a las corrientes de gas de entrada impulsadas por la gravedad. Dicho en otras palabras, las protoestrellas masivas se alimentarían del gas de las estructuras circundantes.

Al igual que el escenario competitivo, esta teoría del ‘colapso global jerárquico’, sugiere que las estrellas masivas se forman cuando diversas regiones de formación estelar caen a un pozo de potencial gravitacional, provocando que se fusionen y formen una nueva región compacta y densa.

De la misma forma, Kumar et al. (2020) proponen un escenario unificado para la formación de las estrellas de baja y alta masa. Kumar (2020) usaron el estudio de HIGAL (llevado a cabo con el telescopio espacial Herschel) para identificar *hubs* y filamentos en la Galaxia y encontraron que todos los núcleos densos más luminosos están ubicados en *hubs*, por lo que proponen un escenario consistente con el de Motte et al. (2018), donde los *hubs* son alimentados por flujos de material que fluyen a través de los filamentos del complejo molecular madre. Esto se puede ver en la Fig. 1.6.

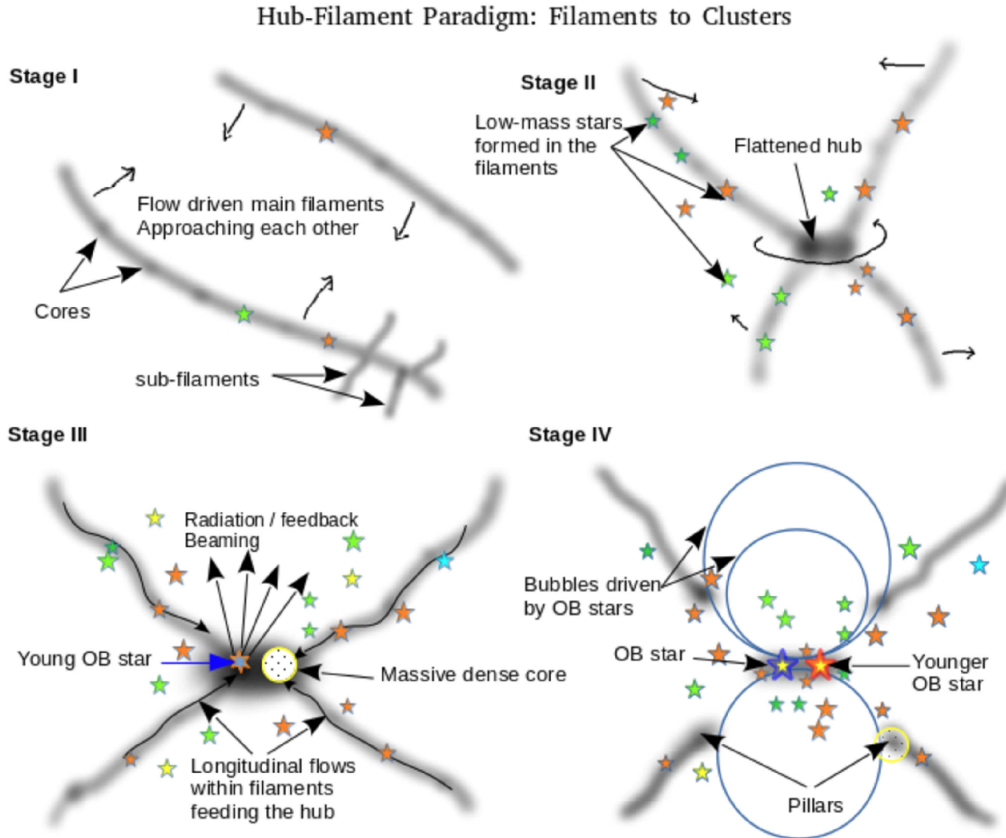


Figura 1.6: Escenario propuesto por Kumar et al. (2020) para unificar la formación de estrellas de baja y alta masa.

1.2.5. Estrellas hinchadas

Tal como se ha visto hasta aquí, muy probablemente las estrellas masivas se forman en el pozo más profundo del potencial de una nube y se ven sometidas a tasas de acreción muy altas. Así pues, aunque la formación de las estrellas de alta masa pudiera ser un escenario escalado del proceso de formación de las estrellas de baja masa, existe una diferencia clave por el efecto de la alta tasa de acreción que tienen las estrellas masivas, de hasta 10^{-4} - $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (por ejemplo, Beltrán et al. 2006, Peretto et al. 2013, Liu et al. 2020).

Hosokawa y Omukai en 2009 examinan la evolución de una estrella joven masiva bajo altas tasas de acreción resolviendo numéricamente la estructura interior de una protoestrella que acreta esféricamente material de su envoltura. En la Fig. 1.7 se presenta un

diagrama del modelo adoptado por Hosokawa & Omukai (2009) y Hosokawa et al. (2010). En la figura se muestra que el sistema se divide en dos partes, una envoltura en acreción y un núcleo hidrostático. Este núcleo hidrostático corresponde a la protoestrella, va ganando masa y eventualmente se convierte en la estrella masiva. La envoltura contiene granos de polvo en su parte externa, mientras que en su parte más interna, donde la temperatura llega a 2000 K, el polvo es evaporado. A pesar de la ausencia de polvo, la parte más interna de la envoltura llega a ser ópticamente gruesa, por lo que se forma la fotosfera fuera del frente del choque de acreción. Esto es una consecuencia de la alta tasa de acreción. Este tipo de envoltura interior es conocida como 'precursor radiativo'. En algún momento los procesos de retroalimentación terminarán con la acreción, pero Hosokawa & Omukai (2009) consideran que la protoestrella aumenta su masa a una tasa de acreción dada y buscan soluciones de protoestrellas con acreción estacionaria.

En este modelo, la mayor parte de la entropía creada en el frente del choque de acreción se transporta a la superficie estelar. Esta entropía se transfiere eficientemente al interior estelar por las altas tasas de acreción. Como consecuencia, la protoestrella tiene una entropía promedio mayor comparado con el caso de baja tasa de acreción, lo que genera un gran aumento del radio de la superficie estelar. Esta es una diferencia muy importante respecto a las estrellas de baja masa. Los resultados de Hosokawa & Omukai (2009) muestran que las protoestrellas masivas acreciendo a tasas de $10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ pasan por una etapa en la que el radio aumenta hasta un valor de $100 R_{\odot}$. La llegada a la secuencia principal se da para una masa de $30 M_{\odot}$. Para tasas de acreción todavía mayores la protoestrella se hincha hasta llegar a la parte más interna de la envoltura, por lo que ya no podría suponerse acreción estacionaria antes de llegar a la secuencia principal.

Por tanto, la alta tasa de acreción produce una expansión en la superficie estelar, implicando una disminución de la tasa de fotones ionizantes o radiación UV y de la temperatura efectiva manteniendo la luminosidad constante. De esta forma, una protoestrella masiva hinchada se identificaría como una estrella de tipo espectral más tardío que el esperado dada su luminosidad. Además, la segunda característica observacional de una estrella hin-

chada es la falta de emisión de gas fotoionizado (típicamente detectado en el centimétrico) respecto a lo esperado por su luminosidad.

Este aumento del radio estelar debido a la alta tasa de acreción podría ayudar a explicar la existencia de objetos protoestelares masivos y brillantes con luminosidades $>10^4 L_{\odot}$ y sin una región fotoionizada detectada.

Aunque en los modelos de Hosokawa et al. se supone una tasa de acreción constante, hay que tener presente que se han observado fuertes variaciones en la tasa de acreción y de eyección de las estrellas jóvenes de masa intermedia. Además mediante simulaciones de modelos de acreción para protoestrellas masivas se ha notado que la tasa de acreción aumenta conforme crece su masa y cuando disminuye su tasa de acreción la estrella hinchada pasa a la secuencia principal en la escala de tiempo de Kelvin-Helmholtz. Es decir, las protoestrellas masivas experimentan una acreción episódica durante el tiempo en que van ganando masa.

Durante estas fases o explosiones de acreción, las estrellas masivas pasan rápidamente hacia regiones más luminosas pero más frías del diagrama Hertzsprung-Russel (diagrama HR) que es donde se localizan las estrellas masivas evolucionadas, sin embargo éstas aún siguen siendo objetos que están formándose. El hinchazón sufrido por la acreción puede ocurrir varias veces hasta el final de la evolución previo a la secuencia principal (Chen et al. 2021).

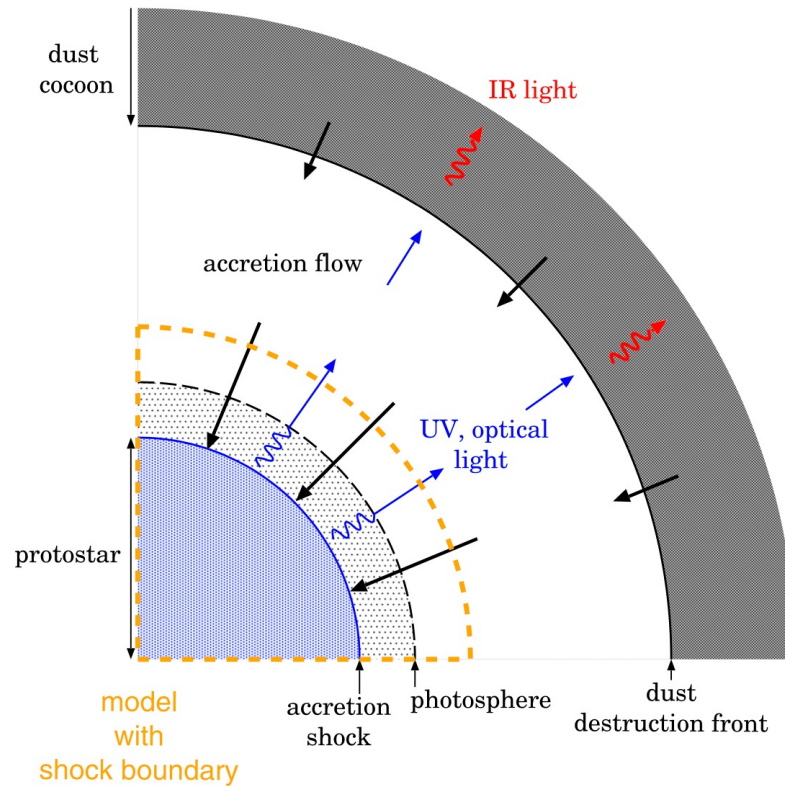


Figura 1.7: Diagrama del modelo adoptado por Hosokawa & Omukai para una estrella hinchada.

Aunque las dos características observacionales de una estrella hinchada están muy bien definidas (tipos espectrales más tardíos y flujos en el centimétrico muy menores a lo esperado por su luminosidad), son muy raros los candidatos encontrados hasta la fecha. En la Tabla 1.1 se muestran los pocos candidatos a estrellas jóvenes hinchadas conocidas, pero ninguno de ellos se ha estudiado a fondo en comparación con los modelos de estrellas hinchadas. La tabla es una comunicación privada de Raghvendra Sahai y Aina Palau. Como se puede ver en la tabla, los candidatos tienen tipo espectral (T_{eff}) claramente más tardío y densidades de flujo en el centimétrico mucho menores (por más de dos órdenes de magnitud) que lo esperado por su luminosidad.

Nombre	L ($10^5 L_{\odot}$)	d (kpc)	ν (GHz)	Flujo(ν) esperado (mJy)	Flujo(ν) medido (mJy)	T_{eff} esperada (K)	T_{eff} medida (K)
IRAS 19520-MM1	1.2	9.0	23	920	0.82	38500	27000
IRAS 21558	1.0	9.0	23	860	0.18		
AFGL 2591-VLA3	2.3	3.3	23	2620	1.57	42000	13000
HH80	0.1	1.4	5	130	4.90	26200	12000

Tabla 1.1: Candidatos a estrellas hinchadas y sus propiedades.

1.2.6. IRAS 19520+2759, un buen candidato a estrella hinchada

IRAS 19520+2759 (en adelante I19520) es un objeto localizado en el límite del remanente de supernova (SNR) G65.1+0.6 (Fig. 1.8), en las coordenadas RA(J2000)= $19^h54^m05^s.9$ y DEC(J2000)= $+28^{\circ}07'41''$ y con coordenadas galácticas $l= 64^{\circ}.8131$ y $b=+00^{\circ}.1744$. Tiene una velocidad radial $V_{LSR} \sim -16.5 \text{ km s}^{-1}$, por lo que su distancia cinemática es de $d_k \sim 8.8 \text{ kpc}$ (Palau et al. 2013). Esta distancia es consistente con la distancia determinada para dos regiones HII (fotoionizadas) que se encuentran en la misma región del cielo, de 8–9 kpc (Blitz+82) y también con la distancia cinemática derivada para SNR G65.1+0.6 a partir de datos de HI (hidrógeno atómico) de 9-10 kpc. En este trabajo adoptamos una distancia de 9 kpc, que implica una luminosidad del objeto de $\sim 10^5 L_{\odot}$.

Desde su descubrimiento I19520 ha sido un objeto estelar controversial, ya que primero mediante sus colores en el infrarrojo se catalogó como una estrella OH/IR. Años más tarde Arquilla & Kwok (1987) estudiaron esta región y vieron que tiene emisión extendida en el infrarrojo lejano, además de que su SED es casi plana en el infrarrojo cercano, por lo que concluyeron que podía tratarse de un objeto estelar joven embebido en una gran nube molecular. Más tarde Gledhill (2005) detectó una nebulosa de reflexión polarizada en el infrarrojo cercano. Por otro lado, Engels et al. (1984) y Lewis et al. (1985) detectaron máseres de H_2O y OH en I19520 con perfiles de un sólo pico, característicos de objetos estelares jóvenes masivos y además no se ha detectado emisión máser de SiO. De nuevo, todas estas características son consistentes con la naturaleza de objeto estelar joven de I19520.

Con imágenes del fotómetro multibanda de Spitzer a $24 \mu\text{m}$ se observa una fuente compacta y brillante que es consistente con la fuente IRAS, la cual está rodeada por una fuente más extendida ($\gtrsim 15$ minutos de arco) de emisión difusa que traza la nube molecular. Además con estudios a 1.1 mm de Bolocam se observa una fuente extendida de $\sim 40 \text{ arcsec}$ ($\sim 1.7 \text{ pc}$), y densidad de flujo de $\sim 0.7 \text{ Jy}$, como se muestra en el panel derecho de la Fig. 1.8 (Palau et al. (2013)).

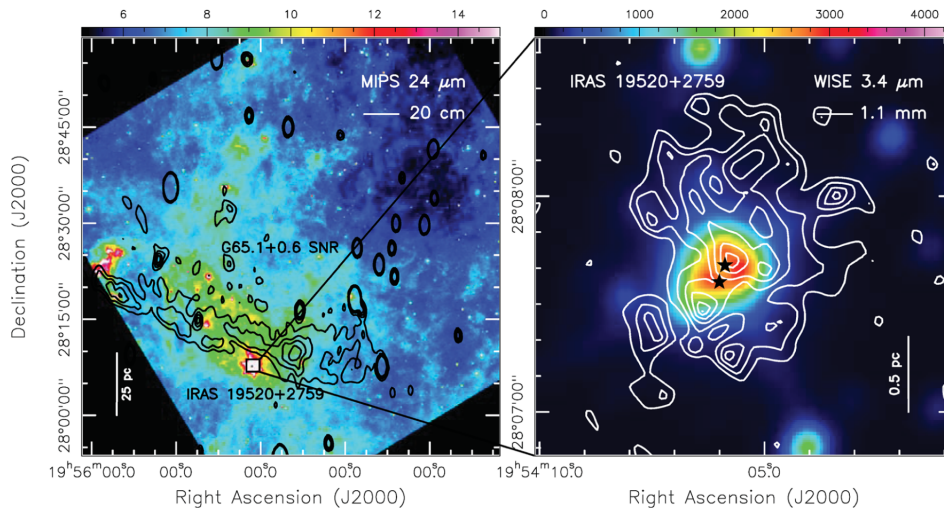


Figura 1.8: Izquierda: Escala de color: Spitzer/MIPS A $24 \mu\text{m}$. I19520 es la fuente más pronunciada y se localiza a unos 4 arcmin al sur de un remanente de supernova, tratado por los contornos negros que corresponden a emisión de continuo a 20 cm . Derecha: Acercamiento de la región. La escala de colores corresponde a la emisión de $3.4 \mu\text{m}$ detectado por WISE. Se puede observar una fuente más extendida y es donde está embebida I19520. Las 2 estrellas indican las posiciones de las fuentes de 2 mm detectadas por OVRO. Los contornos blancos corresponden a la emisión a 1.1 mm detectado con Bolocam. (Imagen tomada de Palau et al. (2013).)

Hrivnak, Kwok y Boreiko (1985) encontraron la contraparte en el óptico de I19520, misma que es detectada con el telescopio espacial Hubble, y Sánchez Contreras et al. (2008) mostró que el espectro óptico está dominado por líneas de emisión consistentes con la presencia de una región fotoionizada compacta alrededor de una estrella de tipo B temprano. Además cuenta con un notorio perfil P-Cygni de la línea intensa de $\text{H}\alpha$ que es indicativo de fuertes vientos estelares con velocidades de expansión de hasta 800 km s^{-1} .

Las primeras observaciones interferométricas de I19520 se realizaron con el interferó-

metro *Owens Valley Radio Observatory* (OVRO) por Palau et al. (2013). En este estudio se detectaron dos fuentes milimétricas a 2.6 mm, como se ve en la Fig. 1.9: MM1 está asociada a la fuente masiva y es mucho más intensa que MM2. Así mismo, las dos fuentes parecen impulsar flujos moleculares, tal como se aprecia en la Fig. 1.9. Los datos de OVRO sugieren que MM1 impulsa un flujo molecular alargado aproximadamente en la dirección este-oeste, mientras que MM2 parece impulsar un flujo más pequeño alargado en la dirección suroeste-noreste.

Palau et al. (2013) compilaron la SED más completa de I19520 y obtuvieron una luminosidad bolométrica de $1.2 \times 10^5 L_{\odot}$. Suponiendo que el objeto está en la secuencia principal a edad cero, esta luminosidad corresponde a una estrella de unas $30 M_{\odot}$ y un tipo espectral O6–O7 (siguiendo a Bernasconi & Maeder 1996, Mottram et al. 2011). En cambio, como se mencionó arriba, el espectro óptico corresponde más bien a un objeto de tipo B temprano. Por otro lado, para esta luminosidad se esperaría una tasa de fotones ionizantes de $10^{48.6} \text{ s}^{-1}$ (Panagia 1973), por lo que la densidad de flujo a 23 GHz de una región HII ópticamente delgada debería ser de 900 mJy, pero observaciones del VLA a 23 GHz muestran una fuente de tan sólo 1 mJy (Raghvendra Sahai, comunicación privada). Estas dos características, el déficit de emisión centimétrica y el tipo espectral más tardío, son justamente las dos propiedades esperadas para una estrella hinchada. Esto hace que I19520 sea un excelente candidato a estrella hinchada con una luminosidad de $10^5 L_{\odot}$, es decir, una estrella hinchada que llegaría a tener un tipo espectral O.

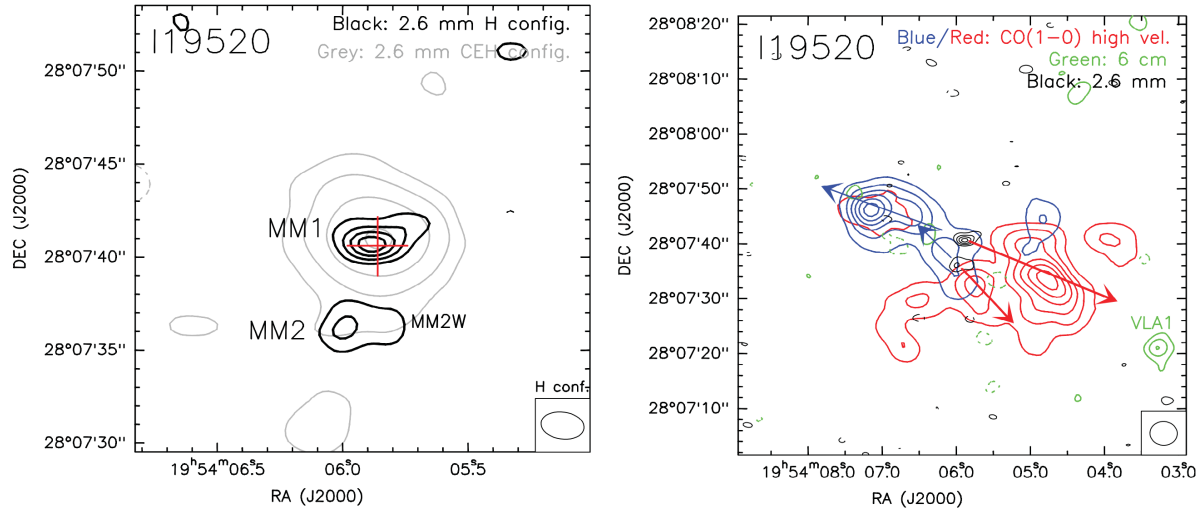


Figura 1.9: La primera imagen corresponde a las fuentes detectadas con OVRO a 2.6 mm en varias configuraciones, mientras que la segunda imagen muestra los flujos moleculares detectados en CO(1–0) en el mismo estudio de Palau et al. (2013).

1.3. Hipótesis

Es esta tesis se pretende poner a prueba la hipótesis de que I19520 es una estrella hinchada mediante la búsqueda de indicios de acreción como predicen los modelos de estrellas hinchadas.

1.4. Objetivo

Estudiar el polvo frío y la cinemática del gas molecular alrededor de I19520 con alta resolución angular, con el fin de buscar indicios de material en caída y/o un disco de acreción. Si se logra medir una tasa de acreción comparable a las de los modelos de estrellas hinchadas ($\sim 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$) este estudio reforzará la naturaleza de I19520 como estrella hinchada, ya que estas altas tasas son un requisito para que se dé el aumento del radio de la fotosfera. Para ello, se han usado datos de ALMA a 1.3 mm.

Capítulo 2

Metodología

Para estudiar el polvo frío y el gas molecular en el medio interestelar se usan radiotelescopios. Por ello, a continuación presentamos un breve resumen de las características principales de los radiotelescopios.

Los inicios de la Radioastronomía se remontan en 1931 cuando Karl Jansky descubrió emisión de radio proveniente de la Vía Láctea mientras estudiaba fuentes de ruido terrestre con la antena de 30 m que él mismo había construido en los laboratorios de Bell Telephone (New Jersey, EEUU). Posteriormente el ingeniero Grote Rober, en 1937, confirmó el descubrimiento de Jansky con una antena de 9 m que construyó él mismo en el patio de su casa. A partir de la segunda guerra mundial se progresó muy significativamente en la Radioastronomía gracias a los avances en las técnicas de radar.

Los radiotelescopios son diseñados para captar ondas de radio que emiten los objetos celestes. Las ondas de radio corresponden a radiación electromagnética de longitud de onda larga y frecuencias bajas comparadas con las otras ondas conocidas. Sus longitudes de onda oscilan entre 0.3 mm y 30 m y las frecuencias correspondientes a estas longitudes van de 10 MHz a 1000 GHz. La atmósfera impide que entren a la superficie terrestre muchas de las longitudes de onda del espectro electromagnético, sin embargo este no es el caso para las longitudes de radio, ya que estas junto con la luz visible están dentro de las conocidas ventanas atmosféricas, tal como se observa en la Fig. 2.1.

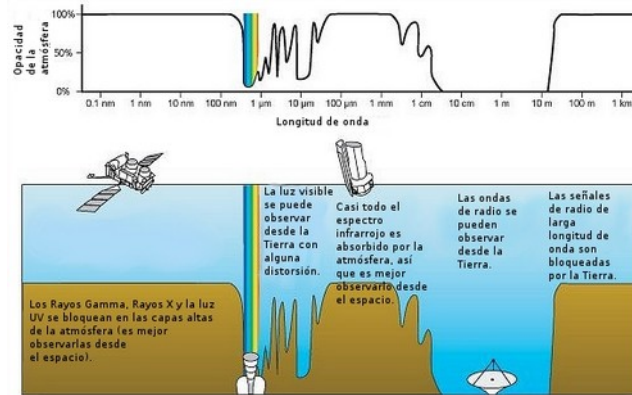


Figura 2.1: Opacidad atmosférica, en donde se puede observar tanto para la luz visible como para las ondas de radio es transparente.

La mayoría de los radiotelescopios son de forma parabólica por su relativa fácil construcción y las características que proporciona su geometría. Constan principalmente de un disco reflector que tiene la función de captar la radiación de los objetos celestes reflejando en su superficie la señal captada y dirigiéndola a su foco, donde se encuentra un dispositivo que convierte la señal en corriente eléctrica. A su vez, la corriente llega a un receptor donde se amplifica y mide el nivel de esa radiación. Se usan filtros electrónicos para amplificar determinados rangos de frecuencia que usualmente se denominan bandas.

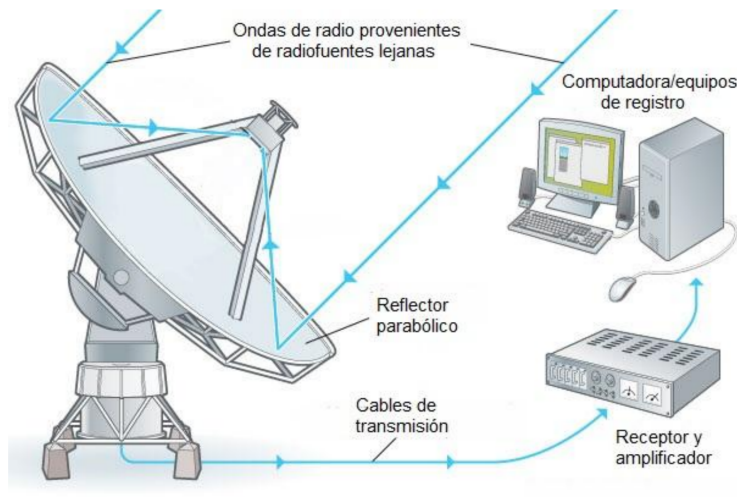


Figura 2.2: Componentes principales de una radiotelescopio, en donde las ondas de radio son captadas por el disco reflector que las focaliza en su foco donde se encuentra un dispositivo encargado de convertir la señal en corriente eléctrica para que pueda ser recibida por el receptor y amplificada para su estudio.

Para tratar la señal recibida por un radiotelescopio es muy importante conocer su pa-

trón de radiación. El patrón de radiación es la respuesta a la radiación recibida o emitida por una antena como función de las distintas direcciones del espacio y a una distancia fija. Se representa ya sea mediante la densidad de potencia radiada o la amplitud del campo eléctrico radiado por la antena. Suelen representarse mediante un diagrama polar, donde se muestra un esquema de potencia recibida por la antena en escala logarítmica (medida en decibeles, dB).

En la Fig. 2.3 se muestra este patrón de radiación que está constituido principalmente por un lóbulo principal y lóbulos secundarios. El lóbulo principal es la zona donde la radiación es máxima, mientras que los lóbulos secundarios que lo rodean son de menor amplitud que el máximo absoluto, y son los culpables de que a la antena entre radiación procedente de otras zonas que no se querían estudiar. Entre los lóbulos existen vacíos llamados nulos donde la radiación es mínima. Cabe mencionar que el lóbulo principal también es llamado haz principal.

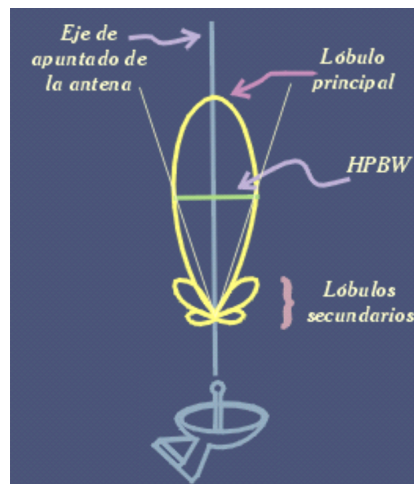


Figura 2.3: Diagrama polar del patrón de radiación donde se muestran sus partes, lóbulos principal y secundario, y el ancho del haz definido a la altura mitad.

El ancho del haz de la antena es la separación angular del lóbulo principal del patrón de radiación a la mitad del máximo. También es llamado 'anchura a altura mitad' o en inglés HPBW (por sus siglas *Half Power Beam Width*). El HPBW determina la resolución angular del radiotelescopio, y será más angosto cuando el diámetro de la antena sea mayor o la longitud de onda observada sea menor. Se calcula como $1.22 \lambda/D$, donde λ es la

longitud de onda y D el diámetro de la antena.

2.1. Pequeña introducción a la interferometría

En la interferometría se combinan las señales recibidas por dos o más antenas, se hacen interferir entre ellas, lo que provoca que se pueda muestrear una distribución de brillo en el cielo en una escala angular más pequeña comparada con observaciones de una sola antena. Una rama importante de la interferometría es la síntesis de apertura, por la que se combinan señales de varias antenas para construir imágenes con una resolución angular equivalente a la de una sola antena del tamaño de la distancia entre las antenas individuales.

En interferometría, el patrón de radiación corresponde al patrón de interferencia de las antenas, siendo la franja central de éste el equivalente al haz principal, mientras que franjas adyacentes equivalen a los lóbulos secundarios. El vector que conecta cada par de antenas es denominado línea de base, y mientras mayores sean las líneas de base, mayor será la resolución angular del interferómetro.

La Fig 2.4 muestra un diagrama de un interferómetro de dos elementos separados por una línea base \vec{B} , los cuales observan en una dirección \vec{s} . Una antena recibirá la señal con un desfase de tiempo, usualmente conocido como retraso geométrico, y es igual a

$$\tau_g = \vec{B} \cdot \frac{\vec{s}}{c} \quad (2.1)$$

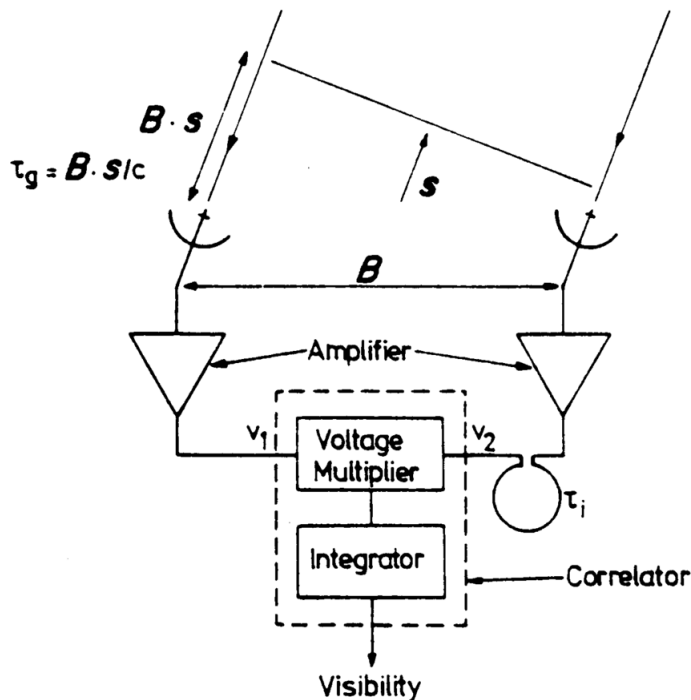


Figura 2.4: Diagrama de un interferómetro de dos elementos. (Tomada de Wilson et al. 2009)

Posteriormente, las señales entrantes se amplifican y se combinan en el correlador que las multiplica y promedia para así generar las visibilidades. Las visibilidades ($V(u, v)$) se puede tomar como una medida de la correlación de cada una de las señales de las líneas de base y están en función del tiempo, expresándose como

$$V(u, v) = \int \int A(l, m) I_v(l, m) e^{2\pi i \nu \frac{\vec{B} \cdot \vec{s}}{c}} dl dm = \int \int A(l, m) I_v(l, m) e^{2\pi i (ul + vm)} dl dm \quad (2.2)$$

donde (l, m) son las coordenadas en el plano del cielo. El vector de la línea de base se puede dar en términos de dos direcciones ortogonales llamadas (u, v) , que son las proyecciones de las coordenadas de las líneas de base en la dirección de observación y se dan como $u = B_{sky,l}/\lambda$ y $v = B_{sky,m}/\lambda$. $A(l, m)$ es el patrón de recepción de una antena e $I_v(l, m)$ es la distribución de intensidad verdadera de brillo en el cielo, es decir la imagen verdadera.

Por tanto, para obtener $I_v(l, m)$ es necesario invertir la ecuación 2.2 mediante una

transformada de Fourier inversa

$$I_v(l, m) = \frac{1}{A(l, m)} \int \int V(u, v) e^{-2\pi i(ul+vm)} du dv \quad (2.3)$$

En interferometría, el campo de visión está dado por el haz primario o *primary beam* y corresponde al haz principal de una antena. El haz primario nos indica qué tan sensible es el interferómetro en función de la dirección. Por tanto el haz primario nos da el campo de visión donde la sensibilidad ha disminuido al 50 %. Por tanto se calcula como:

$$\theta_{pb} = 1.22 \left(\frac{\lambda}{D} \right) \quad (2.4)$$

El haz sintetizado del interferómetro corresponde a la resolución angular y viene dado por la línea de base más larga del interferómetro (B_{\max}):

$$\theta_{res} \sim \frac{\lambda}{B_{\max}} \quad (2.5)$$

La máxima escala angular recuperable (MRS por sus siglas en inglés) indica la escala máxima a la que el interferómetro es sensible y se calcula usando la línea de base más corta, (B_{\min}):

$$\theta_{MRS} = 0.6 \left(\frac{\lambda}{B_{\min}} \right) \quad (2.6)$$

(Ec. 3.27 tomada del Technical Handbook Cycle 6 de ALMA).

2.2. Obtención de parámetros físicos a partir de la emisión térmica del polvo

Aunque el polvo interestelar solamente corresponde a una pequeña porción de la masa de nuestra galaxia, juega un papel importante en la formación de algunas moléculas además

de intervenir en la formación estelar. El polvo que se localiza en las nubes moleculares absorbe la radiación de longitudes de onda más cortas que el tamaño del grano de polvo y cuando hay equilibrio entre el calentamiento y el enfriamiento, reemite a longitudes más largas como emisión térmica en el continuo. Por tanto, el polvo emite como un cuerpo negro modificado por su propia opacidad y su densidad de flujo se puede expresar en función de una temperatura de polvo (T_d) y una profundidad óptica (τ_ν):

$$S_\nu = B_\nu(T_d) (1 - e^{-\tau_\nu}) \Omega_S \quad (2.7)$$

donde S_ν es la densidad de flujo, $B_\nu(T_d)$ es la ley de Planck a la T_d y Ω_S es el ángulo sólido de la fuente. Dado que el ángulo sólido es el área (A) de la fuente dividida por la distancia a la fuente (D) al cuadrado y como a longitudes milimétricas la emisión suele ser aproximadamente delgada, S_ν queda:

$$S_\nu = B_\nu(T_d) \tau_\nu \frac{A}{D^2} \quad (2.8)$$

La profundidad óptica se puede escribir como:

$$\tau_\nu = \kappa_\nu \int_{\text{visual}} \rho dl \quad (2.9)$$

donde κ_ν es el coeficiente de absorción del polvo por unidad de densidad. Sustituyendo en S_ν queda:

$$S_\nu = \frac{B_\nu(T_d)}{D^2} \kappa_\nu A \int \rho dl \quad (2.10)$$

donde el término $A \int \rho dl$ corresponde a la masa (M) total de gas y polvo, por lo que la ecuación se reduce a :

$$S_\nu = \frac{B_\nu(T_d)}{D^2} \kappa_\nu M \quad (2.11)$$

Para obtener la masa, se despeja y queda:

$$M = \frac{S_\nu D^2}{B_\nu(T_d) \kappa_\nu}. \quad (2.12)$$

Partiendo de esta última ecuación, y usando la ley de Planck

$$B_\nu(T_d, \nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{(e^{h\nu/kT} - 1)}, \quad (2.13)$$

se puede expresar la masa en unidades prácticas de la siguiente manera:

$$\left[\frac{M}{M_\odot} \right] = 3.25 \times \frac{e^{0.048\nu/T_d} - 1}{\nu^3 \kappa_\nu} \times \left[\frac{S_\nu}{Jy} \right] \left[\frac{D}{pc} \right]^2 \quad (2.14)$$

donde S_ν se da en Jy, ν se da en GHz, D es la distancia del objeto al sol en pc, T_d es la temperatura del polvo en K y κ_ν es el coeficiente de absorción por unidad de densidad total en masa de gas y polvo en unidades de cm^2g^{-1} .

2.3. Obtención de parámetros físicos a partir de la emisión térmica del gas de ^{13}CO y C^{18}O

En esta sección presentamos las bases que se han usado en esta tesis para el análisis de los datos de C^{18}O (2-1). Este mismo análisis se uso para las otras líneas moleculares.

La ecuación de transporte radiativo para el caso donde se ha mostrado la emisión de fondo caracterizada por una temperatura T_{bg} , se puede escribir como:

$$I_\nu = (B_\nu(T_{ex}) - B_\nu(T_{bg})) (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (2.15)$$

donde la T_{ex} es la temperatura de excitación del gas y τ_ν es la profundidad óptica. Teniendo en cuenta que

$$I_\nu \equiv \frac{2k\nu^2}{c^2} T_R \equiv \frac{2k\nu^2}{c^2} J_\nu(T) \equiv \frac{2k\nu^2}{c^2} \frac{h\nu/k}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.16)$$

(donde T_R es la temperatura de radiación y $J_\nu(T)$ es la temperatura de radiación en unidades de temperatura), la ecuación 2.15 se puede escribir como:

$$T_R = (J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg})) (1 - e^{-\tau}) \quad (2.17)$$

Para el caso de la observación de una línea, la ecuación anterior se puede particularizar para la frecuencia donde está el pico de línea y nos referimos a ella con el subíndice "0":

$$T_0 = (J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg}))(1 - e^{-\tau_0}). \quad (2.18)$$

Por tanto τ_0 se puede encontrar despejando esta última ecuación:

$$\tau_0 = -\ln \left[1 - \frac{T_0}{J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(2.7)} \right] \quad (2.19)$$

Si se dispone de una línea ópticamente gruesa (en nuestro caso en $^{13}\text{CO}(2-1)$), T_{ex} se puede encontrar como:

$$T_{ex} = \frac{h\nu/k}{\ln \left[1 + \frac{h\nu/k}{T_0 + J_\nu(T_{bg})} \right]} \quad (2.20)$$

Por otro lado, la profundidad óptica puede expresarse como (por ejemplo, ecuación 127 de Wilson et al. 2009 y Estalella & Anglada 1999):

$$\tau_0 = \frac{c^3}{8\pi\nu_{J,J-1}^3 \Delta\nu} A_{J,J-1} N_J (e^{h\nu_{J,J-1}/kT_{ex}} - 1) \quad (2.21)$$

donde $A_{J,J-1}$ es el coeficiente de emisión espontánea para la transición $J \rightarrow J-1$, $\Delta\nu$ es el ancho de la línea y N_J es la densidad columnar de moléculas en el estado rotacional J , misma que puede ser expresada en términos de la densidad columnar total como

$$N_J = (2J+1) \frac{hB_0}{kT_{ex}} N e^{-hB_0 J(J+1)/kT_{ex}} \quad (2.22)$$

En esta última ecuación, se ha aproximado la función de partición de una molécula lineal a $\sim \frac{kT_{ex}}{hB_0}$ donde B_0 es la constante rotacional de la molécula y es $\nu_{J,J-1} = 2B_0 J$ para las moléculas lineales diatómicas como el CO y sus isotopólogos. Sustituyendo en la ecuación 2.21, se obtiene

$$\tau_0 = \frac{(2J+1) h c^3 A_{J,J-1}}{16\pi J k \nu_{J,J-1}^2 \Delta\nu T_{ex}} (e^{h\nu_{J,J-1}/kT_{ex}} - 1) e^{-(J+1)h\nu_{J,J-1}/2kT_{ex}}. \quad (2.23)$$

Para la transición $J = 2 \rightarrow 1$ del ^{13}CO o C^{18}O , τ_0 queda como

$$\tau_0 = \frac{5 h c^3 A_{21}}{32 \pi k \nu_{21}^2} \frac{N}{\Delta v T_{ex}} (e^{h\nu_{21}/kT_{ex}} - 1) e^{-3h\nu_{21}/2kT_{ex}}. \quad (2.24)$$

Despejando la densidad columnar se obtiene

$$N = \frac{32 \pi k \nu_{21}^2}{5 h c^3 A_{21}} \frac{\tau_0 \Delta v T_{ex}}{(e^{h\nu_{21}/kT_{ex}} - 1)} e^{3h\nu_{21}/2kT_{ex}}. \quad (2.25)$$

2.4. ALMA, interferómetro de última generación



Figura 2.5: Atacama Large Millimeter/submillimeter Array, ALMA.

El *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array* o ALMA está compuesto por un arreglo de antenas que utilizan la síntesis de apertura para realizar grandes investigaciones astronómicas, siendo inaugurado en el 2013. Trabaja en conjunto con el Observatorio Europeo Austral (ESO), Observatorio Radioastronómico Nacional (NRAO), Observatorio Astronómico Nacional de Japón (NAOJ) y la República de Chile. Se encuentra en el Parque Astronómico del Llano de Chajnantor ubicado en el desierto de Atacama, Chile.

ALMA es un interferómetro de diseño vanguardista, consta de 66 antenas, las cuales 54 tienen un diámetro de 12 metros y las 12 restantes, tienen un diámetro de 7 metros. Las antenas pueden acomodarse en diferentes configuraciones alcanzando separaciones de antenas de 150 metros hasta de 16 kilómetros, logrando observar el universo con una sen-

sibilidad y resolución sin precedentes.

Cuatro antenas de 12 metros y doce antenas de 7 metros conforman el Conjunto Compacto de Atacama (ACA, *Atacama Compact Array*). Las cuatro antenas de 12 metros se usan por separado para medir la luminosidad absoluta de los objetos observados ya que con el interferómetro esto no es posible. El arreglo de las antenas de 7 metros se usa como un interferómetro con una línea de base de 8.5 hasta 33 metros.

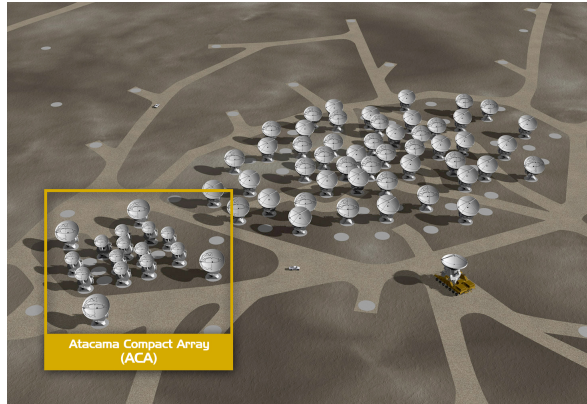


Figura 2.6: Localización de ACA que es el conjunto de antenas más compacto.

ALMA cuenta con diez bandas de receptores que cubren longitudes de onda de 0.32 a 3.6 mm, o frecuencias de 84 a 950 GHz. Además, cuando se hayan integrado las bandas 1 y 2 de ALMA se podrá observar hasta 35 GHz. En la siguiente tabla se listan las diferentes bandas con sus respectivas longitudes de onda y el rango de frecuencias que cubre cada una.

Banda	Longitud de onda (mm)	Frecuencia (GHz)
1	6 - 8.5	35 - 50
2	3.3 - 4.5	65 - 90
3	2.59 - 3.57	84 - 116
4	1.84 - 2.40	125 - 163
5	1.42- 1.90	158 - 211
6	1.09 - 1.42	211 - 275
7	0.8 - 1.09	275 - 373
8	0.6 - 0.78	385 - 500
9	0.42 - 0.5	602 - 720
10	0.32 - 0.38	787 - 950

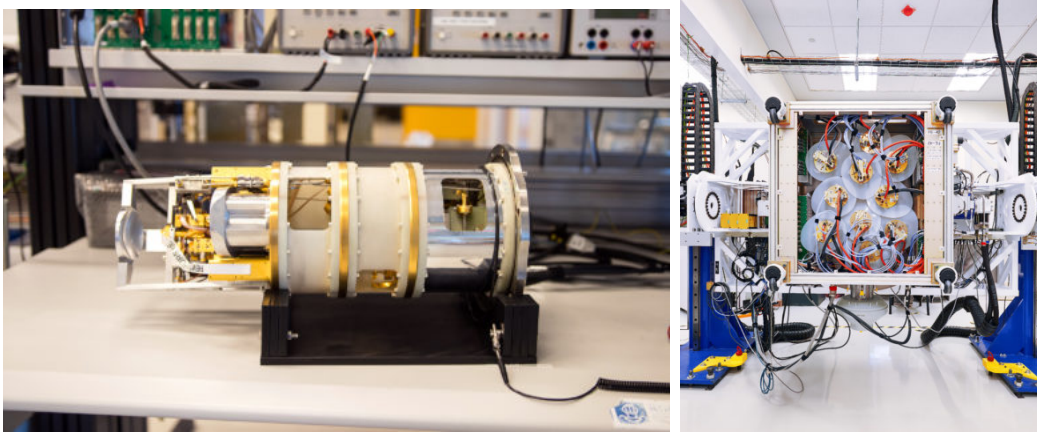


Figura 2.7: Izquierda: Receptor de ALMA. Cada antena tiene 10 receptores (o bandas) y todos juntos forman el *Front End*. Derecha: Interior del *Front End* donde se aprecian los 10 receptores.

El *Back End* es el encargado de convertir las señales análogas de cada antena a señales digitales, y estas señales digitales son enviadas a un correlador. El correlador es una supercomputadora que procesa datos muy pesados, y está compuesta por cuatro cuadrantes. Cada cuadrante puede procesar una banda de 26 GHz de polarización dual para 64 antenas simultáneamente. El correlador se puede usar en modo de línea espectral (FDM), para lo que dispone de anchos de banda de 58.6 a 1875 MHz, 3840 canales por polarización y por tanto anchos de canal de 0.015 a 0.488 MHz (Technical Handbook Cycle 8).

2.5. Datos de ALMA utilizados en esta tesis

En el presente trabajo se han utilizado observaciones de ALMA en la banda 6 que corresponden al programa 2017.1.01117.S del Ciclo 5. En este programa se observó la fuente I19520 en la configuración C43-2 los días 2 de abril y 26 de agosto de 2018, así como en la configuración C43-6 (más extendida) el día 12 de diciembre de 2017. En esta tesis nos hemos centrado en la reducción y análisis de los datos tomados el día 2 de abril de 2018, donde se usaron 43 antenas. El rango de las líneas de base proyectadas para este día es de 15 a 630 metros, como se puede ver en la Fig. 2.8. Tomando la línea base más corta de 15 m, se obtuvo una escala máxima recuperable (MRS) de $\sim 11''$ siguiendo la ecuación 2.6 de esta tesis. El tiempo de integración sobre la fuente fue de 12.13 minutos.

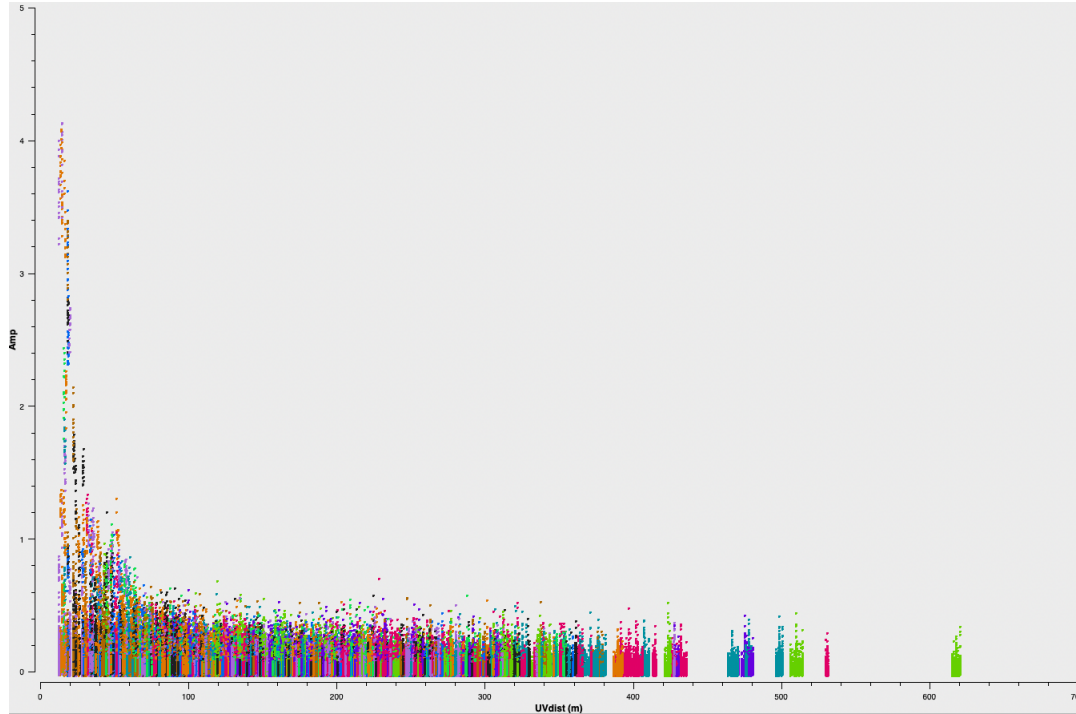


Figura 2.8: Diagrama de amplitud vs distancia uv para los datos utilizados de la configuración C43-2 de ALMA del día 2 de abril de 2018.

El centro de fase fue $RA(J2000) = 19:54:05.920$ y $Dec(J2000) = +28:07:41.50$. El vapor de agua promedio (PWV) fue de 0.4 mm y la temperatura promedio del sistema fue de 70 K. Para reducir el ruido de fase atmosférico se observó simultáneamente la línea de agua a 183 GHz con radiómetros de vapor de agua. Para calibrar el paso de banda, la escala de flujo y la atmósfera se usó el cuasar J1751+0939, mientras que J1952+2526 se usó como calibrador de fase.

Se pidieron los datos con las tablas de calibración ya aplicadas al HelpDesk de ALMA siguiendo https://drive.google.com/file/d/1pGP1oBiNvWlJ74yp5G_95IKLtUYxLJZb/view para el ALMA MOUS uid___A001_X1288_X1046. Esta calibración se llevó a cabo con el pipeline usando la versión 5.1.1 de CASA (*Common Astronomy Software Applications*).

La configuración espectral de la observación incluye 6 ventanas espectrales, cuyo número de canales, resolución espectral y ancho de banda se listan en la Tabla 2.1. En un inicio, las ventanas espectrales 25, 33 y 35 se destinaron para la obtención del continuo,

pero después de revisar imágenes preliminares de cada ventana espectral se vio que las ventanas 25 y 35 incluyen un número importante de líneas. En cambio, la ventana 31, en un inicio destinada a la detección de $\text{CH}_3\text{CN}(12-11)$, resultó no presentar ninguna línea. Así, para construir una primera imagen del continuo para esta tesis se usaron únicamente las ventanas 31 y 33, para lo que primero se generó un fichero nuevo de visibilidades calibradas promediando 10 canales (usando la tarea *SPLIT* de CASA) de forma que el continuo se pudiera limpiar en un tiempo razonable. El continuo se limpió usando la tarea *TCLEAN* de forma interactiva, con el deconvolucionador *'hogbom'*, el modo espectral *'mfs'*, pesado natural, un umbral de $0.2 \text{ mJy beam}^{-1}$ y 5000 iteraciones, que se agotaron en la limpieza interactiva. Dado que el haz es de unos $0.8''$, y con el objetivo de samplearlo con 5 pixeles, se tomó un tamaño del pixel de $0.15''$. Por otro lado, como el haz primario de esta observación es de $\sim 27''$ (usando un diámetro de las antenas de 12 m y una longitud de onda de 1.3 mm), se decidió hacer la imagen de $45''$, lo que implica una imagen de 300×300 pixeles. El ruido y haz finales de la imagen de continuo se listan en la Tabla 3.2.

Además del estudio de la imagen preliminar de continuo, en este trabajo nos hemos enfocado en el estudio de las líneas de las ventanas espectrales 25, 27 y 29, quedando el estudio de las líneas de la ventana 35 para un trabajo futuro. Para cada una de estas tres ventanas primero se corrió la tarea *SPLIT* en CASA para seleccionar la ventana, luego se corrió *PLOTMS* para graficar la amplitud de las visibilidades frente al número de canal, y así poder determinar los rangos libres de línea. Para sustraer el continuo se corrió la tarea *UVCONTSUB* (especificando los rangos de canales usados para ajustar el continuo) ajustando un polinomio de orden cero al continuo. Finalmente, el fichero de salida de *UVCONTSUB* (con extensión *'contsub'*) se usó como entrada a la tarea *TCLEAN*, que se corrió con los mismos parámetros que el continuo (ver párrafo anterior) pero con modo espectral *'cube'*, e indicando el número de canales (64 para el ^{13}CO , 80 para el C^{18}O , y 24 para las otras 6 líneas), la velocidad de inicio (-30 km s^{-1} en todas las líneas excepto para el ^{13}CO que se inició en -41 km s^{-1}), el ancho del canal (0.6 km s^{-1} para el ^{13}CO , 0.34 km s^{-1} para el C^{18}O , y 1.35 km s^{-1} para las 6 líneas de la ventana espectral 25) y la frecuencia en reposo de cada línea (dadas en la Tabla 3.2). El ruido y haz finales para

cada uno de los 8 cubos se listan en la Tabla 3.2.

Ventana espectral	Frecuencia central (MHz)	Número de canales	Ancho de canal (MHz)	Ancho de canal (km/s)	Ancho de banda (MHz)
25	217898	1920	0.976	1.34	1875
27	219598	480	0.244	0.33	117
29	220437	480	0.244	0.33	117
31	220681	960	0.244	0.33	234
33	232890	1920	0.976	1.34	1875
35	234891	1920	0.976	1.34	1875

Tabla 2.1: Ventanas utilizadas con sus respectiva frecuencia central, número de canales, ancho de canal y ancho de banda.

Capítulo 3

Resultados

3.1. Emisión del continuo a 1.3 mm

En la Fig. 3.1 se muestra la emisión a 1.3 mm de las observaciones de ALMA en la configuración C43-2. Tal como se ve en la figura, se detectan cinco fuentes arriba de 5σ y con al menos un contorno cerrado. La más intensa, MM1, llega hasta 118σ y presenta emisión muy extendida en forma de dos estructuras filamentosarias alargadas unos 7 arcsec hacia el norte. En el centro, la emisión más compacta está alargada en la dirección sureste-noroeste. A unos 4 arcsec al sur de MM1 se detecta una fuente, MM2. Se detectó otra fuente a 4 arcsec al oeste de MM1, que llamamos MM3; 5 arcsec al noroeste de MM1 se encuentra MM4 y por último unos 10 arcsec al sureste de MM1 se detectó otra fuente extendida que denominamos MM5.

En la Fig. 3.1 también se presentan los contornos de la emisión a 2.6 mm observada con OVRO en la misma región (Palau et al. 2013). Con OVRO se detectó una fuente muy intensa, llamada MM1, que coincide muy bien con la fuente más intensa de ALMA. También se detectó otra fuente más débil al sur de MM1, a la que se llamó MM2 y que coincide con la detectada con los datos de ALMA (dada la incertidumbre de posición).

En la Tabla 3.1 se listan las posiciones, intensidades de pico, densidades de flujo y tamaños deconvolucionados (obtenidos de un ajuste gaussiano con la tarea IMFIT de CASA)

para las cinco fuentes detectadas. En el pie de la tabla se dan los detalles de las regiones tomadas. El tamaño deconvolucionado para MM1 es de $1.2 \times 0.8 \text{ arcsec}^2$, con $PA=122^\circ$. Esto corresponde a $10800 \times 7200 \text{ UA}^2$, las otras fuentes son más extendidas.

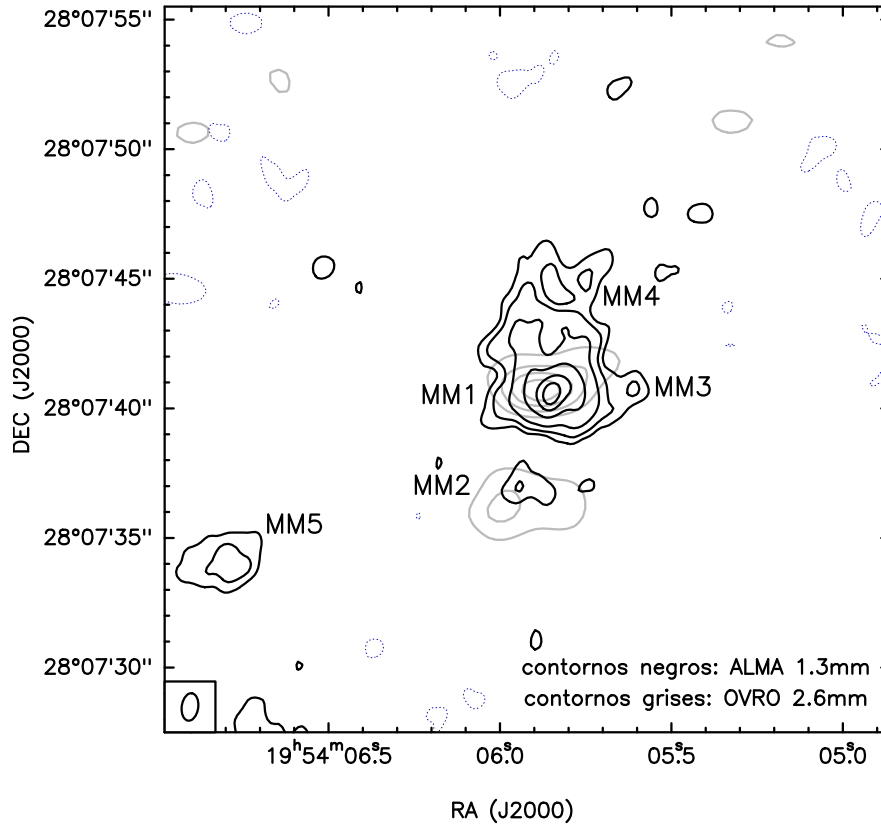


Figura 3.1: Contornos negros: emisión de ALMA a 1.3 mm con la configuración C43-2. Los contornos son -3, 3, 5, 10, 30, 60 y 90 veces el ruido del mapa de $0.02 \text{ mJy beam}^{-1}$. Contornos grises: emisión de OVRO a 2.6 mm con la configuración más extendida (H, de Palau et al. (2013)).

La Tabla 3.1 también presenta la masa total de gas y polvo para cada una de las fuentes. Considerando que la emisión es ópticamente delgada, la masa se puede calcular mediante la ecuación 2.14. Para el coeficiente de absorción a 226 GHz ($\lambda = 1.3 \text{ mm}$), se usó el valor dado en las tablas de Ossenkopf & Henning (1994) de $0.899 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, que corresponde a la columna de mantos delgados de hielo después de 10^5 años de la coagulación a densidad de gas de 10^6 cm^{-3} . Pero dado que en estas tablas se lista el coeficiente de absorción del polvo, y lo que se necesita es el coeficiente del gas más el polvo, se obtuvo el coeficiente total tomando en cuenta que hay aproximadamente 100 veces más masa de gas que de polvo en el medio interestelar. Por lo tanto $0.899(1/100) = 0.00899$ que aproximamos a $\kappa_\nu \sim$

$0.009 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$. Tomando una T_d de 50 K (Palau et al. (2013)), una S_ν dentro de la región de 5σ de MM1 de 100 mJy y la distancia de I19520 de 9 kpc se obtiene una masa total de gas y polvo de $61 M_\odot$. Este valor es alrededor de un factor de 1.8 menor que la masa obtenida con OVRO por Palau et al. (2013) usando datos a 2.6 mm. Esta diferencia podría estar relacionada con las diferentes escalas angulares filtradas por cada interferómetro.

Tomando en cuenta que para OVRO a 2.6 mm el rango de las líneas de base uv es de 8 a 93 $k\lambda$ para la configuración más extendida, lo cual corresponde a una línea de base mínima de 20.8 m, se obtiene un MRS de $\sim 16''$. Mientras que para ALMA a 1.3 mm en configuración C43-2, como se menciona en el cap. 2.5, se obtiene un MRS de $\sim 11''$. Como el MRS de ALMA es ligeramente menor que el de OVRO, podría pasar que ALMA filtró estructuras un poco más pequeñas que OVRO, midiendo así una densidad de flujo menor de la real. Alternativamente, los coeficientes de absorción del polvo tabulados en Ossenkopf & Henning (1994) podrían no ser muy representativos de nuestra región.

A pesar de estas posibles diferencias entre los datos a 2.6 y 1.3 mm, por completitud se procedió al cálculo del índice espectral mediante la ecuación:

$$\alpha = \frac{\log\left(\frac{S_{\nu_1}}{S_{\nu_2}}\right)}{\log\left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)} \quad (3.1)$$

La densidad de flujo, S_{ν_1} , de OVRO se tomó del artículo de Palau et al. (2013) como 16 mJy, mientras que la S_{ν_2} de ALMA es de 100 mJy (Tabla 3.1), obteniendo un índice espectral de 2.64.

Si la emisión es ópticamente delgada y toda proveniente de emisión térmica del polvo, este índice sugeriría un índice de emisividad del polvo bajo, de ~ 0.6 , lo que se suele atribuir a crecimiento de granos. De todas formas, estudios han demostrado que la suposición de emisión ópticamente delgada no siempre es adecuada (ejemplo, Galván-Madrid et al. 2018). Convirtiendo la intensidad de pico de MM1 a temperatura de radiación (para un haz de $0.83''$ y la frecuencia de 226 GHz) se obtiene una temperatura de 0.82 K, lo que sugiere

que la emisión es efectivamente ópticamente delgada ya que si fuera gruesa deberíamos obtener una temperatura de radiación comparable a la del polvo (~ 50 K).

Fuente	Posición		<i>Tamaño</i> (arcsec ²)	<i>PA</i> (°)	I_{ν}^{peak} (mJy beam ⁻¹)	S_{ν} (mJy)	<i>Masa</i> (M _⊙)
	α (J2000)	δ (J2000)					
MM1	19:54:05.848	28:07:40.59	1.2×0.8	122	23.6	100	61
MM2	19:54:05.935	28:07:37.05	3.5×1.7	74	1.05	2.14	1.3
MM3	19:54:05.614	28:07:40.74	1.2×0.9	110	1.13	1.27	0.7
MM4	19:54:05.750	28:07:44.97	3.6×1.3	142	1.11	2.24	1.4
MM5	19:54:06.796	28:07:34.04	3.2×2.0	98	1.34	6.48	4

Tabla 3.1: Parámetros de las fuentes detectadas a 1.3 mm con la configuración C43-2 de ALMA. El tamaño y ángulo de posición de obtuvieron de un ajuste gaussiano en una región de 3σ para cada fuente, excepto para MM1, que se tomó una región de 60σ (50% de la intensidad máxima) para caracterizar la parte más compacta y evitar las extensiones al norte. La intensidad de pico y densidad de flujo se han medido directamente en la región de 3σ para todas las fuentes excepto para MM1 que se tomó la región de 5σ .

3.2. Líneas detectadas en las ventanas 25, 27 y 29

En la Tabla 3.2 se listan las líneas detectadas en I19520 para las ventanas espectrales 25, 27 y 29. Las líneas se identificaron haciendo búsquedas en Splatalogue y restringiendo la energía del nivel superior, E_u , a menos de 500 K, y el logaritmo de la intensidad de la línea a más de -4.

Molécula	Números cuánticos	Frecuencia (MHz)	E_u (K)	$\text{Log}_{10}A_{ul}$	Ancho de canal (km s^{-1})	Ruido (mJy s^{-1})	Beam, P.A. (arcsec^2), ($^\circ$)
DCN	3-2	217238.537	20.8	-3.339	1.35	1.7	1.14×0.68 , -8.1
C_3H_2	6(0,6)-5(1,5)	217822.148	38.6	-3.267	1.35	2.0	1.13×0.68 , -8.1
H_2CO	3(0,3)-2(0,2)	218222.192	20.9	-3.550	1.35	2.0	1.13×0.68 , -8.1
CH_3OH	4(-2,3)-3(-1,2)	218440.063	45.4	-4.329	1.35	2.0	1.13×0.68 , -8.1
H_2CO	3(2,2)-2(2,1)	218475.632	68.1	-3.803	1.35	1.6	1.13×0.68 , -8.1
H_2CO	3(2,1)-2(2,0)	218760.066	68.1	-3.802	1.35	1.6	1.13×0.68 , -8.1
^{13}CO	2-1	216475.369	15.9	-6.239	0.60	5.0	1.13×0.68 , -8.6
C^{18}O	2-1	219560.354	15.8	-6.221	0.34	4.5	1.14×0.68 , -7.9

Tabla 3.2: Transiciones detectadas en I19520 en las ventanas espectrales 25,27 y 29.

3.3. Emisión de líneas moleculares: ^{13}CO y C^{18}O

Las Fig. 3.2 presenta el mapa de canales del ^{13}CO (2-1) para la fuente I19520. En todos los paneles se han marcado las posiciones de las cinco fuentes de continuo milimétricas detectadas con ALMA con estrellas rojas (ver Fig. 3.1). Se detecta emisión de ^{13}CO (2-1) desde -39 hasta -4.4 km s^{-1} . La emisión más corrida al azul se presenta principalmente al este de MM1 desde -38.6 hasta -22.4 km s^{-1} . Es importante recordar que MM1 impulsa un flujo molecular bipolar, detectado en CO (1-0) por Palau et al. (2013), alargado en la dirección noreste-suroeste, cuyo lóbulo corrido al azul se extiende justamente unos 10-20 arcsec al este de MM1 (ver panel derecho de la Fig. 1.9). Por tanto esta emisión de altas velocidades del ^{13}CO (2-1) probablemente esté asociada a este flujo molecular. A medida que se incrementa la velocidad hasta -17.6 km s^{-1} , la emisión está más asociada al noroeste de las fuentes milimétricas centrales (MM1, MM2, MM3 y MM4). Desde -18.8 hasta -16.4 km s^{-1} , además de la emisión central, también se ve una estructura muy

alargada en la dirección norte-sur que queda justo al borde este de nuestra imagen. Como esta estructura está en el borde del haz primario no nos vamos a detener en ella en este trabajo. Desde -14.6 hasta -13.4 km s^{-1} la mayor parte de la emisión es muy extendida y está al sureste de las fuentes milimétricas centrales. Finalmente, a partir de -12.2 hasta -4 km s^{-1} la emisión se encuentra mayoritariamente a unos 10 arcsec al suroeste de las fuentes milimétricas, con un poco de emisión también al norte de MM4. De nuevo esta emisión de alta velocidad corrida al rojo es consistente con el lóbulo rojo del flujo molecular detectado en CO(1-0) (Fig. 1.9).

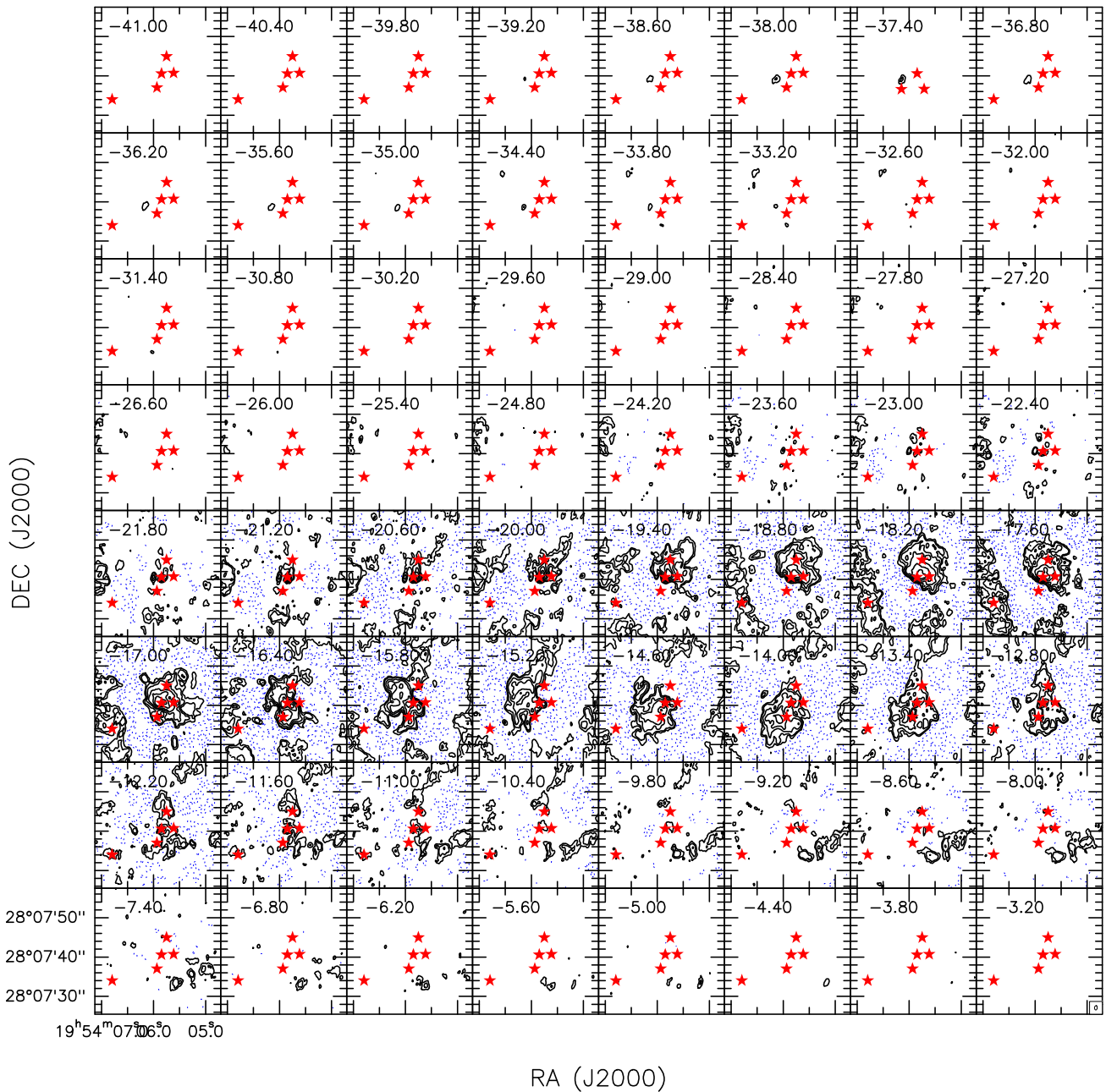


Figura 3.2: Mapa de canales del ^{13}CO (2–1) con contornos de -25 , -10 , -5 , 5 , 10 , 25 , 50 , 100 , 150 veces el de $0.005 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM3, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.

Los momentos de orden cero (correspondiente a la densidad), uno (velocidad) y dos del cubo de ^{13}CO (2–1) que se muestran en la Fig. 3.3, se generaron usando la tarea *immoments* de *CASA* para los canales 0 a 63 y con un umbral de intensidad de 6σ . Para todos los

momentos cero presentados aquí se ha calculado su ruido siguiendo la expresión:

$$\sigma_{mo} = \delta_v \cdot \sigma_{cubo} \cdot \sqrt{N_{cha}}, \quad (3.2)$$

donde δ_v es la resolución en velocidad, σ_{cubo} es el ruido del cubo y N_{cha} es el número de canales usado para calcular el momento cero.

El momento cero del ^{13}CO (2–1) presenta emisión muy extendida con varios filamentos que llegan al borde de nuestro campo de visión. La emisión integrada de ^{13}CO (2–1) tiene el pico en MM1 y engloba las cuatro fuentes milimétricas centrales. La estructura alargada en la dirección norte(este)-sur(oeste) coincide con MM5, presentando un pico puesto en esta dirección.

El momento uno del ^{13}CO (2–1) (escala de color en el panel de arriba de la Fig. 3.3) indica que las velocidades más corridas al rojo están mayoritariamente al sureste de las fuentes milimétricas, mientras que las velocidades corridas al azul están al noroeste de las mismas y al borde este del campo de visión. Por tanto, en la emisión central se aprecia un gradiente de velocidad en la dirección sureste-noroeste. El momento 2 del ^{13}CO (2–1) (escala de color en el panel de abajo de la Fig. 3.3) indica que la dispersión de velocidades es mayor al borde este del campo de visión y en las cercanías de la fuente MM1, MM3 y MM4.

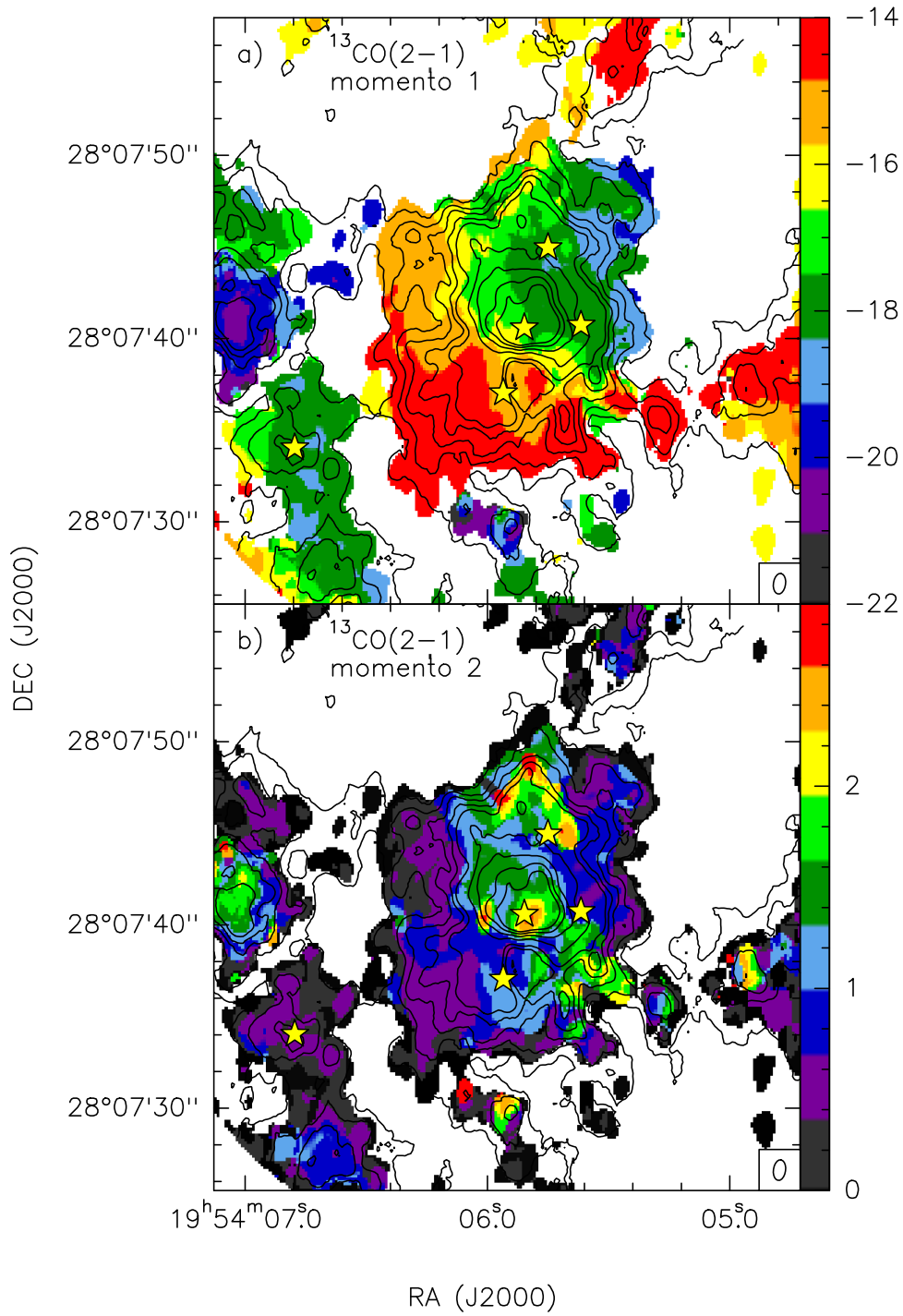


Figura 3.3: a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea $^{13}\text{CO}(2-1)$. b) Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea $^{13}\text{CO}(2-1)$. Para ambas figuras los contornos negros corresponde al momento de orden cero con contornos 6, 12, 18, 24, 30, 50, 70, 90, 110 veces el ruido de $0.024 \text{ Jy beam}^{-1}$.

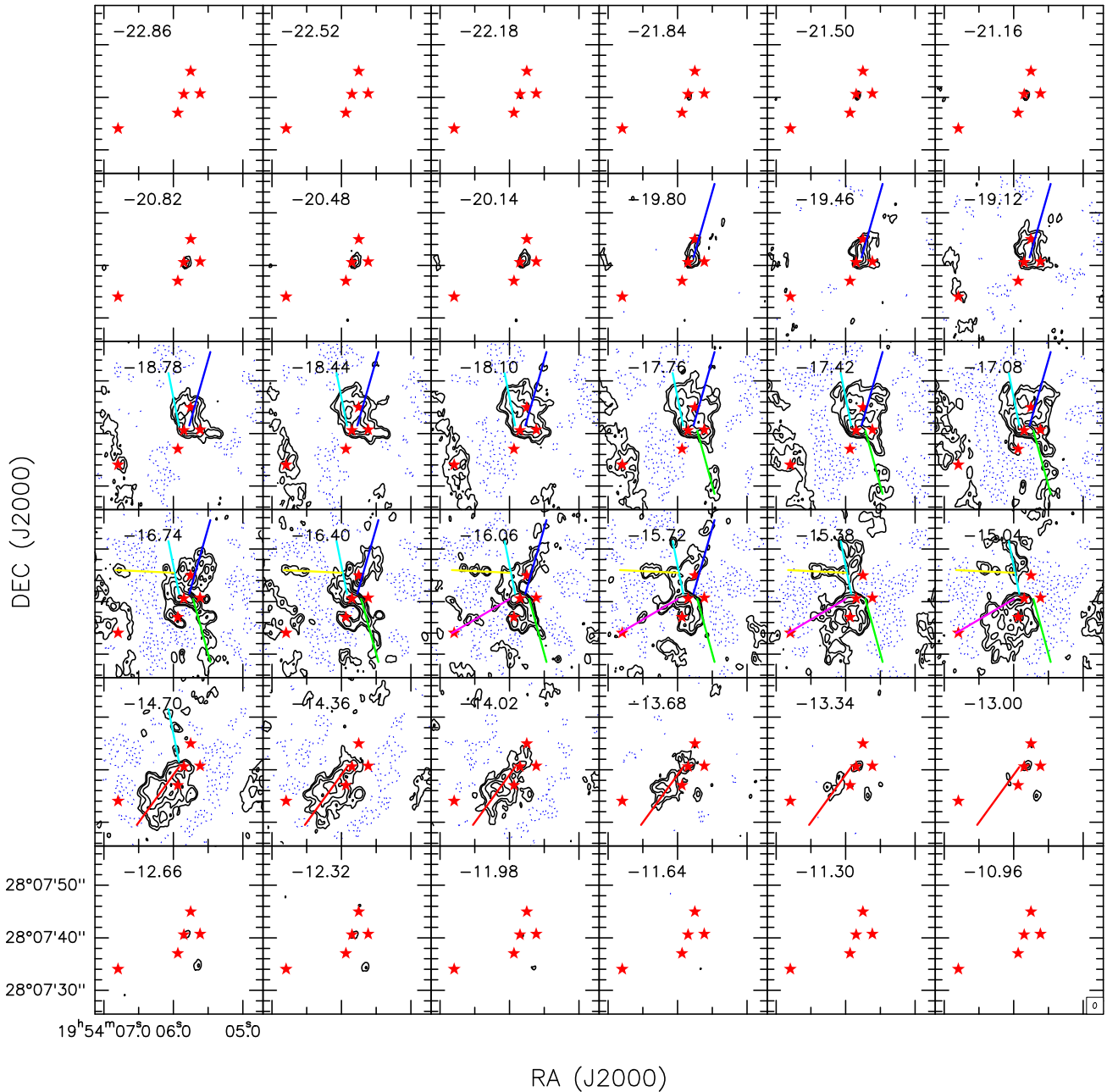


Figura 3.4: Mapa de canales de la transición $C^{18}O(2-1)$ con contornos de -25, -10, -5, 5, 10, 25, 50, 100, 150 veces el ruido de $0.0045 \text{ Jybeam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM3, MM4 y MM5. Las seis líneas trazadas de distintos colores hacen referencia a diferentes estructuras filamentosarias encontradas. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.

En la Fig. 3.4 se muestra el mapa de canales de la transición $C^{18}O(2-1)$, que se extiende desde -23 hasta -11 km s^{-1} . Se aprecia emisión compacta a partir de -22.1 hasta -20.4 km s^{-1} asociada únicamente a MM1. A partir de -19.8 km s^{-1} la emisión se vuel-

ve alargada conectando MM1 con MM4 y posteriormente con MM3. Desde -18.7 hasta -15 km s^{-1} la emisión es muy extendida centrada principalmente al norte de MM1. Esta estructura extendida al norte de MM1 resulta de la superposición de las estructuras filamentosas. Por otro lado, la emisión de -17 a -16 km s^{-1} se extiende hacia el noroeste siguiendo el alargamiento que se ve también a velocidades de -19.8 a -18.9 km s^{-1} . Este filamento sigue la dirección marcada con la línea azul, y en uno de los canales donde se ve más bien definido (-16 km s^{-1}) tiene un cociente de aspecto de 4.5. Por otro lado, desde -18.8 hasta -14.7 km s^{-1} se aprecia otra estructura filamentaria que parte de MM1 y se extiende unos 10 arcsec hacia el noroeste. Este filamento sigue aproximadamente la dirección marcada con la línea turquesa. A partir de -17.76 km s^{-1} la emisión de $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ se presenta también al sur de MM1 y MM3. En particular, desde -17.76 hasta -15.72 km s^{-1} se aprecia una estructura alargada que parte de MM3 y se extiende unos 10 arcsec hacia el suroeste marcada con la línea verde. Esta estructura tiene un cociente de aspecto de 6.7 en el canal -16.4 km s^{-1} . Desde -16.74 hasta -15.04 km s^{-1} podemos ver otra estructura alargada en la dirección este-oeste que termina a unos 5 arcsec al noroeste de MM1. Esta estructura, marcada con la línea amarilla, tiene un cociente de aspecto de 5 en el canal -15.38 km s^{-1} . En los canales -16.06 hasta -15.38 se ha marcado con una línea magenta una nueva estructura que parte de MM1 y se extiende unos 10 arcsec al (sur)este, hacia MM5. En el canal de -15.72 km s^{-1} el cociente de aspecto es de 5.7. Finalmente, en las velocidades más corridas al rojo se forma otra estructura hacia el sureste de MM1 desde -14.36 hasta -13.34 km s^{-1} , marcada con una línea roja, su cociente de aspecto es de 5 en el canal de -13.34 km s^{-1} .

La Fig. 3.5 muestra los momentos cero, uno y dos del cubo de $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ para los canales 21 a 56. Las estrellas amarillas indican las fuentes milimétricas. El momento cero del $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ muestra que la emisión es extendida con varias estructuras filamentosas que llegan al borde del campo de visión.

El momento uno del $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ (escala de color en el panel de arriba de la Fig. 3.5) indica que las velocidades más corridas al rojo están en la parte sureste de MM1, mientras que las velocidades al azul están al borde este del campo de visión y sobre las fuentes MM1, MM3

y MM4. Así pues, en C^{18}O (2–1) también vemos el gradiente de velocidad sureste-noroeste que también se había visto en ^{13}CO (2–1). El momento de orden 2 del C^{18}O (2–1) (escala de color en el panel de abajo de la Fig. 3.5) indica que la dispersión de velocidades es mayor en la misma fuente MM1, siendo también importante hacia toda la región al norte de MM1 (de unos 7 arcsec) y en la fuente MM2.

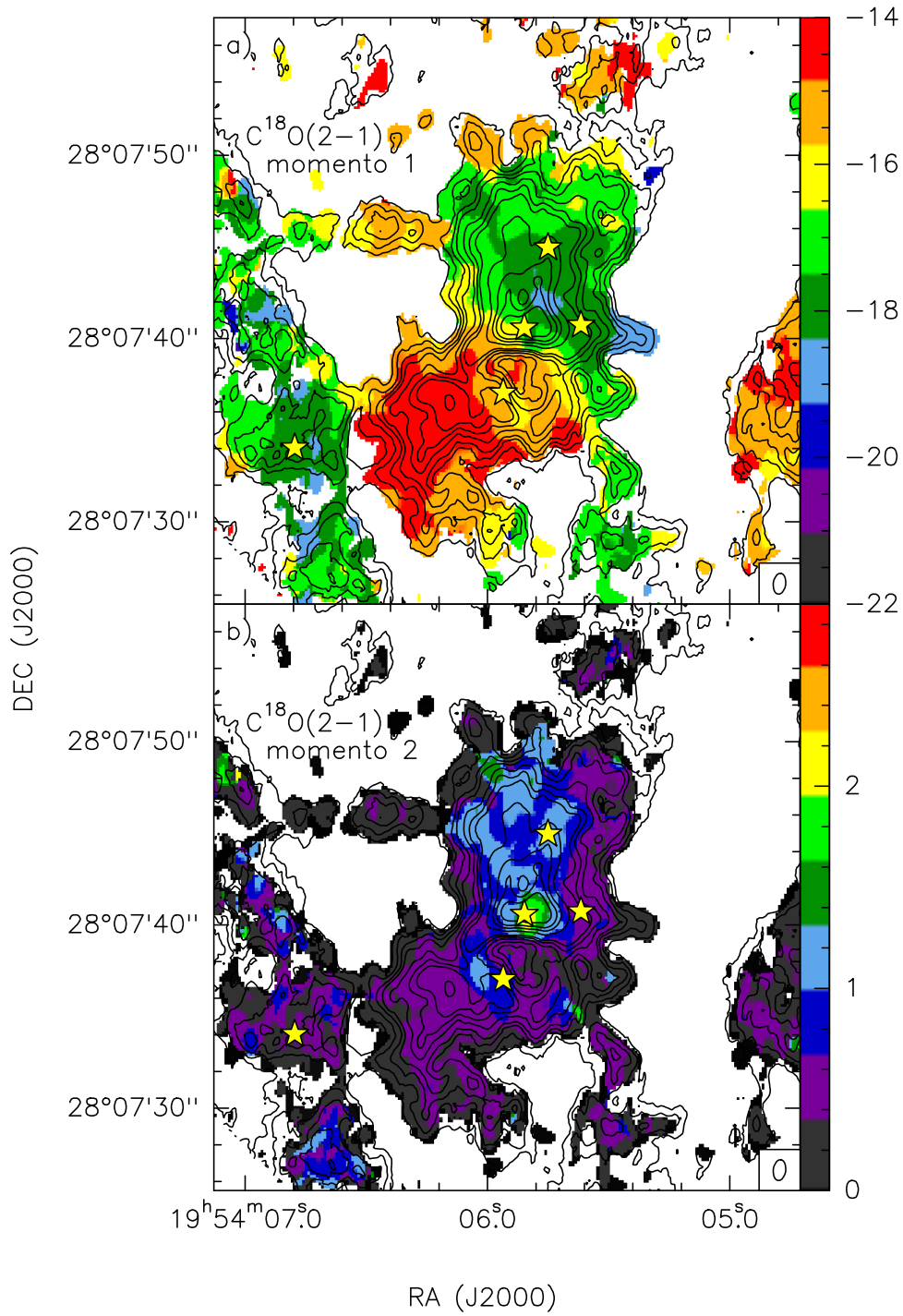


Figura 3.5: a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea $C^{18}O(2-1)$. b) Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea $C^{18}O(2-1)$. Para ambas figuras los contornos negros corresponden al momento de orden cero, con contornos de 3, 6, 9, 12, 18, 24, 30, 50, 70, 90 y 120 veces el ruido de $0.009 \text{ Jy beam}^{-1}$.

3.4. Emisión de líneas moleculares: H₂CO

3.4.1. Transición del H₂CO (3_{0,3}–2_{0,2})

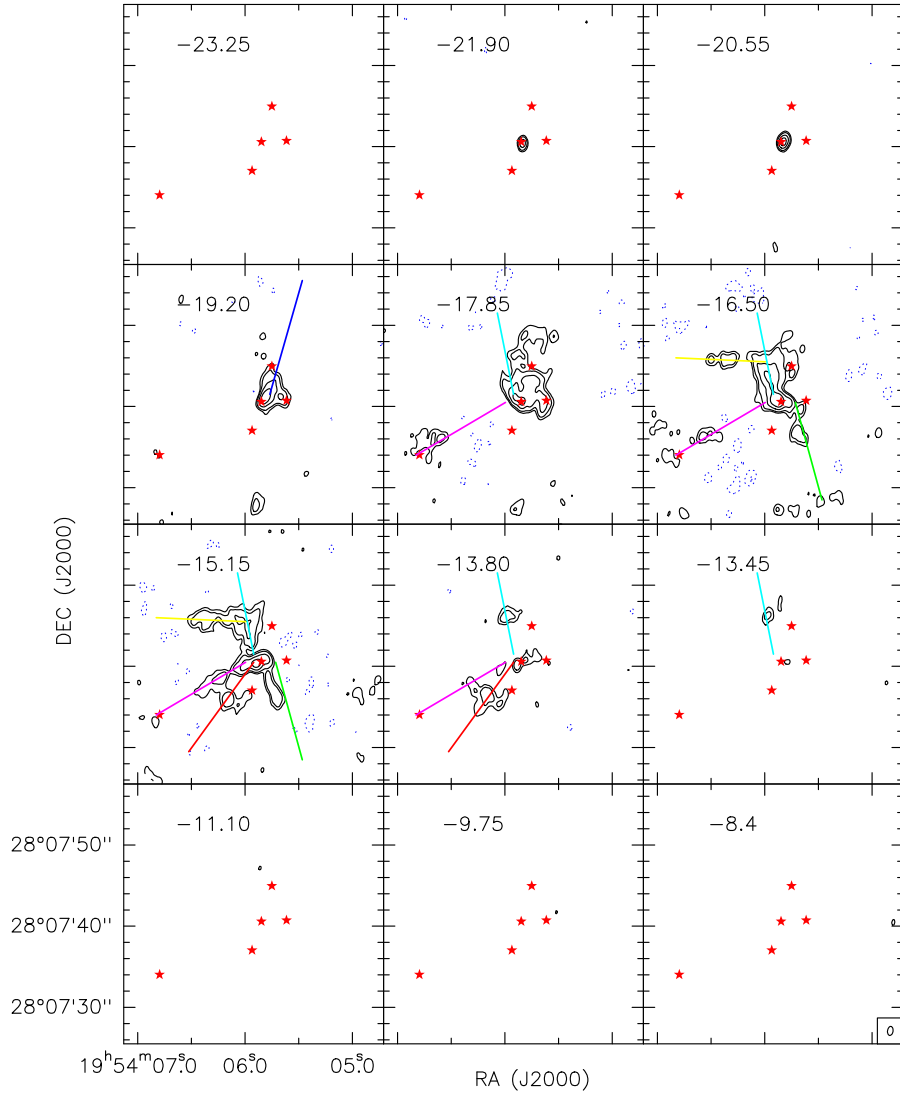


Figura 3.6: Mapa de canales del H₂CO (3_{0,3}–2_{0,2}) con contornos de -10, -5, 5, 10, 25, 50 veces el ruido de 0.002 Jy beam⁻¹. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM3, MM3, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.

En la Fig. 3.6 presentamos el mapa de canales de la transición H₂CO (3_{0,3}–2_{0,2}). Donde se han superpuesto las mismas líneas de colores definidas a partir de las estructuras alargadas del mapa de canales del C¹⁸O (2–1). Se observa emisión de H₂CO (3_{0,3}–2_{0,2}) desde -21.9 hasta 13.45 km s⁻¹. En -21.9 y -20.55 km s⁻¹ la emisión es compacta y asociada con MM1. En el canal -19.2 km s⁻¹ se aprecia emisión extendida asociada con las

fuentes MM1, MM3 y MM4 en la dirección marcada con la línea azul. De -17.85 hasta -13.45 km s^{-1} aparece emisión que se extiende desde MM2 unos 5.7 arcsec hacia el noroeste, siguiendo la línea turquesa. En -17.85 km s^{-1} aparece emisión en MM5. En -16.5 km s^{-1} y -15.15 km s^{-1} la emisión es de nuevo filamentaria siguiendo la línea magenta. En los canales -16.5 y -15.15 km s^{-1} se aprecia una estructura alargada en la dirección este-oeste y que sigue la línea amarilla, así como emisión en la dirección de la línea verde. Finalmente, en -15.15 y -13.8 km s^{-1} se aprecia emisión a lo largo de la línea roja (al sureste de MM1).

En la Fig. 3.7 se observan los momentos cero, uno y dos del cubo del $\text{H}_2\text{CO} (3_{0,3}-2_{0,2})$ usando los canales 5 a 16. Su momento cero indica que la emisión es extendida con varios filamentos tal como se ha comentado en la figura del mapa de canales. Este momento de orden cero del $\text{H}_2\text{CO} (3_{0,3}-2_{0,2})$ junto con el mapa de canales de $\text{C}^{18}\text{O} (2-1)$ se usarán para identificar con más precisión los filamentos principales de la región en la sección 3.6.

El momento uno del $\text{H}_2\text{CO} (3_{0,3}-2_{0,2})$ indica que las velocidades más corridas al rojo están al este y sureste de MM1, mientras que las velocidades corridas al azul se encuentran principalmente al noroeste y sobre MM1, MM3 y MM4. También se ve emisión corrida al azul en MM3. El momento dos del $\text{H}_2\text{CO} (3_{0,3}-2_{0,2})$ muestra que la dispersión de velocidades es máxima en MM1 y al noreste de MM4.

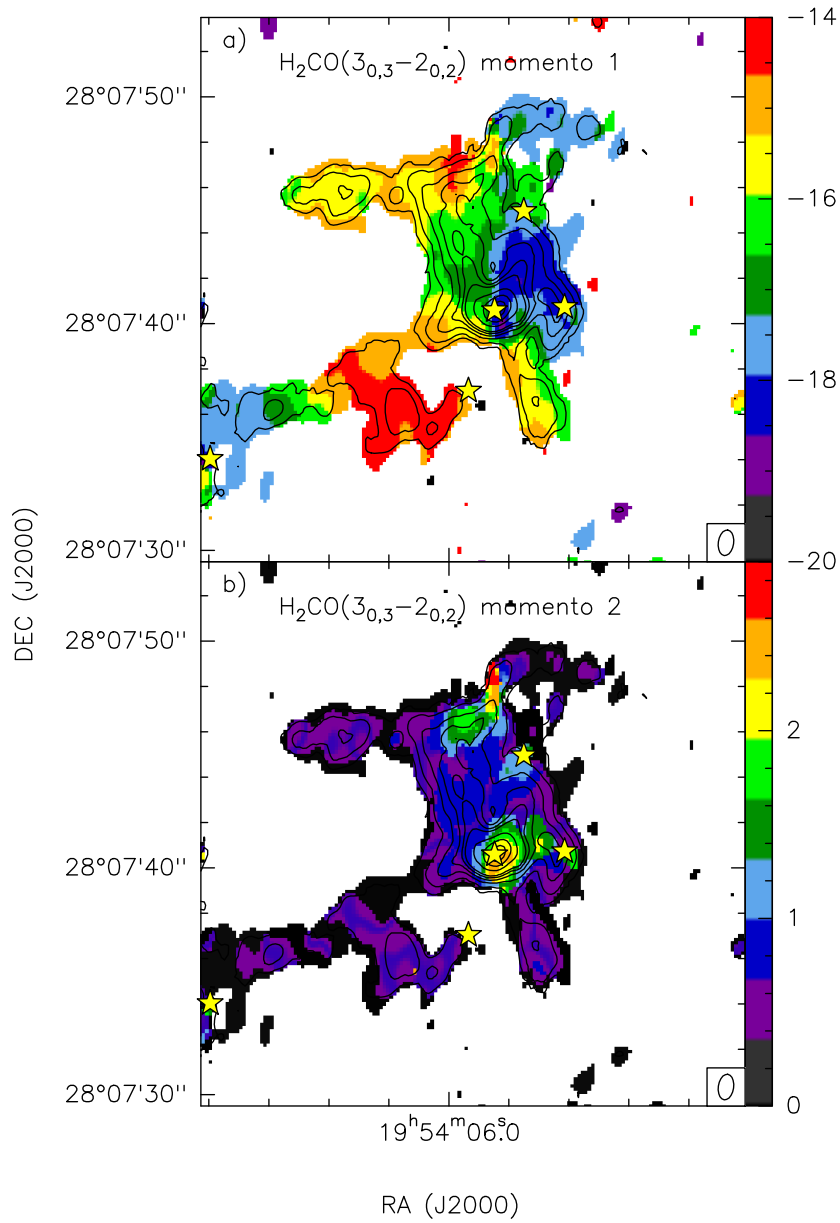


Figura 3.7: a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea $\text{H}_2\text{CO}(3_{0,3}-2_{0,2})$. b) Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea $\text{H}_2\text{CO}(3_{0,3}-2_{0,2})$. Para ambas figuras los contornos negros corresponden al momento de orden cero con contornos de 3, 6, 12, 18, 24, 30, 50, 70, 90 y 110 veces el ruido de $0.009 \text{ Jy beam}^{-1}$.

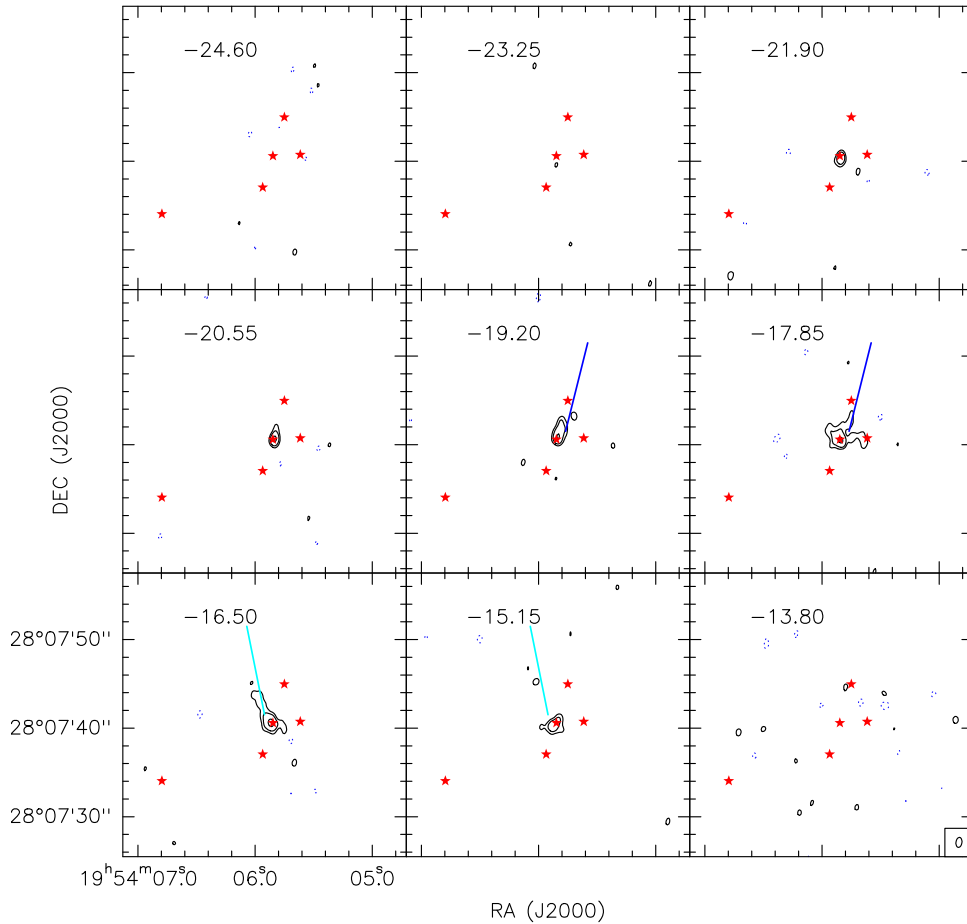
3.4.2. Transición del H_2CO ($3_{2,2}-2_{2,1}$)

Figura 3.8: Mapa de canales de la transición H_2CO ($3_{2,2}-2_{2,1}$) con contornos de -5, 5, 10, 25 veces el ruido rms de $0.0016 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM3, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.

En la Fig. 3.8 se muestra el mapa de canales para la transición molecular H_2CO ($3_{2,2}-2_{2,1}$). Existe emisión significativa desde -21.9 hasta -15.25 km s^{-1} . La emisión es compacta y exclusivamente centrada en MM1 en los canales de -21.90 a -20.55 km s^{-1} . En -19.20 y -17.85 km s^{-1} la emisión es más extendida y alargada hacia el noroeste, siguiendo la línea azul. En -16.5 km s^{-1} se aprecia un filamento en la dirección de la línea turquesa (hacia el noreste), y en -15.15 km s^{-1} la emisión se centra principalmente en MM1.

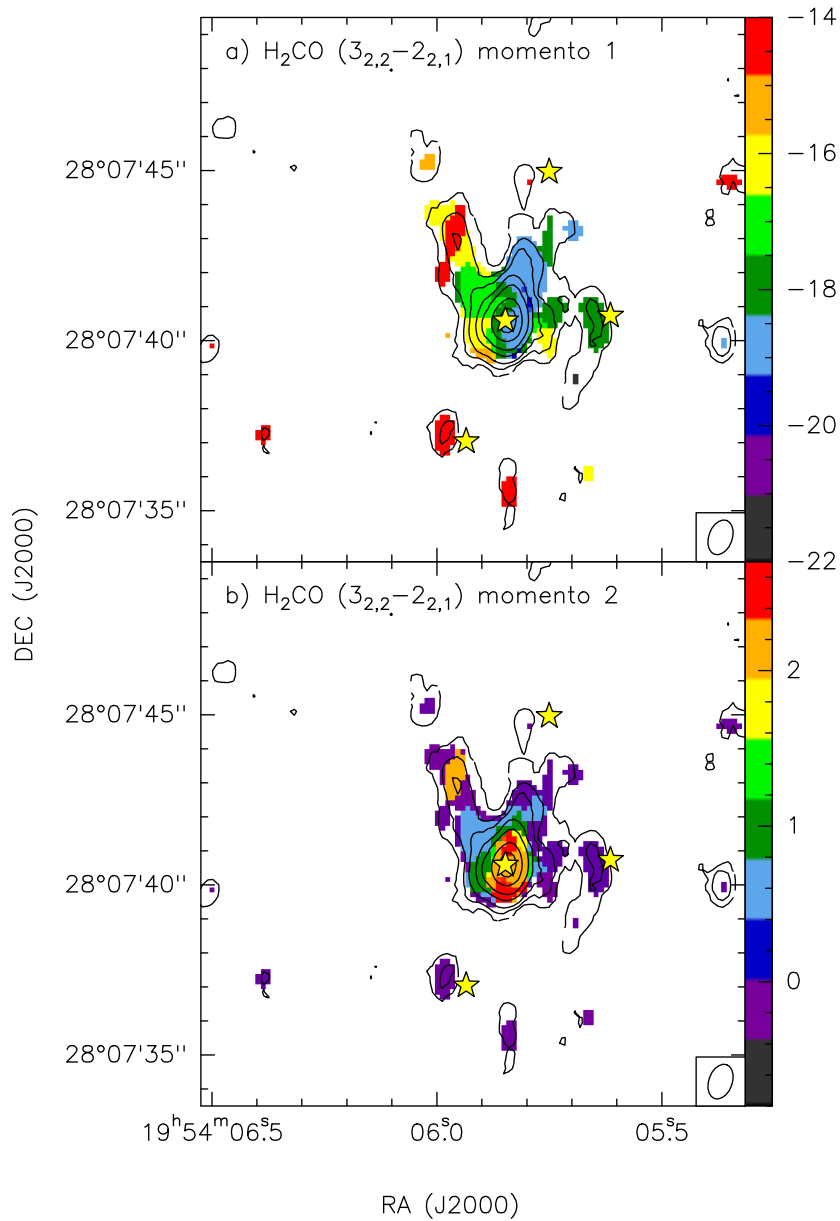


Figura 3.9: a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para H₂CO (3_{2,2}-2_{2,1}) . b)Escala de color: mapa del momento de orden dos para la misma línea. Para ambas figuras los contornos negros corresponden al momento de orden cero utilizando contornos de 2, 4, 6, 10, 15, 25 y 35 veces el ruido de 0.0077 Jy beam⁻¹.

Los momentos de orden cero, uno y dos se presentan en la Fig. 3.9. El momento cero del H₂CO (3_{2,2}-2_{2,1}) indica que la emisión es extendida en MM1 y tiene dos extensiones al norte, una en la dirección noreste y la otra en la dirección noroeste. Las dos extensiones se extienden unos 7 arcsec, siguiendo dos de los filamentos encontrados también en H₂CO (3_{0,3}-2_{0,2}) y C¹⁸O (2-1). Además, se aprecia una estructura extendida y alargada

en forma de espiral que pasa por MM3 y conecta con MM1. También se aprecia emisión débil cerca de MM2.

El momento uno (escala de color en el panel superior de la Fig 3.9) indica que las velocidades más corridas al rojo están al noreste de MM1 y cerca de MM2, mientras que las velocidades corridas al azul están en MM1 y se extiende hacia el noroeste. El momento dos (escala de color en el panel inferior de la Fig 3.9) muestra que la dispersión de velocidades mayor está asociada claramente con MM1.

3.4.3. Transición del H_2CO ($3_{2,1}-2_{2,0}$)

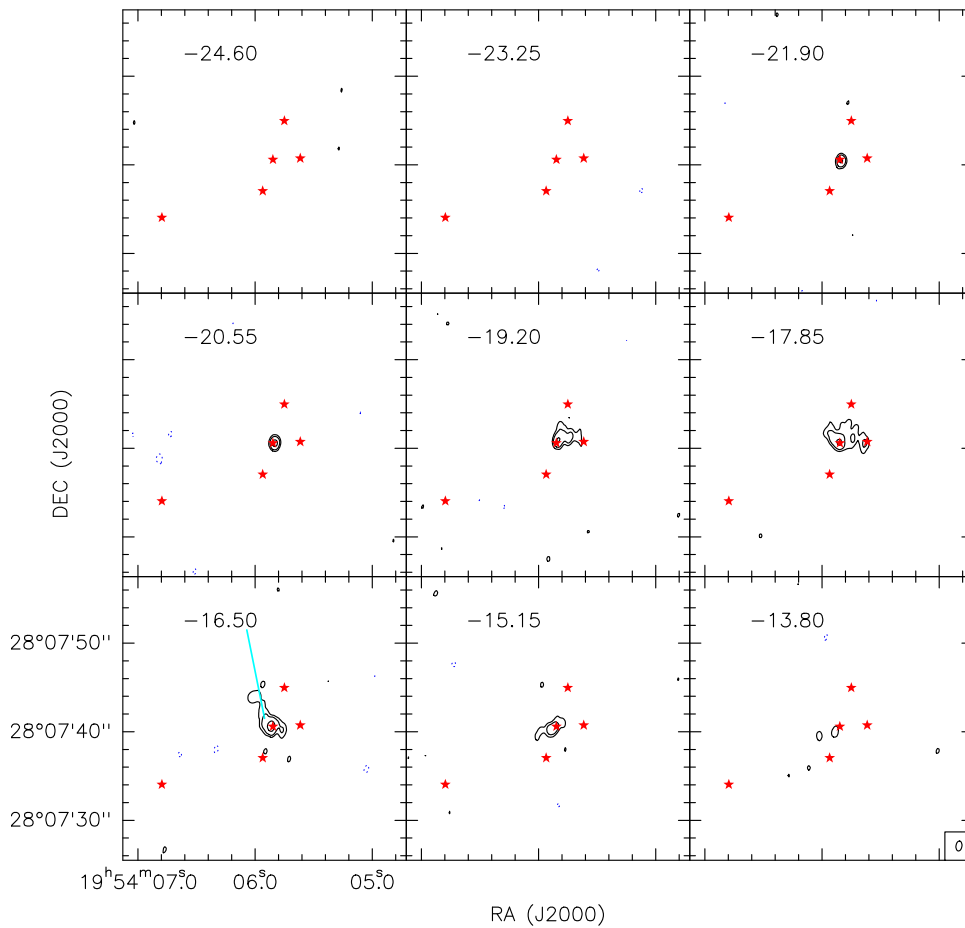


Figura 3.10: Mapa de canales de la transición H_2CO ($3_{2,1}-2_{2,0}$) con contornos de -5, 5, 10, 25 veces el ruido de $0.0016 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM4, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.

La Fig. 3.10 muestra el mapa de canales para la línea $\text{H}_2\text{CO} (3_{2,1}-2_{2,0})$. La emisión significativa empieza desde -21.9 y se extiende hasta -13.8 km s^{-1} . La emisión es esencialmente compacta y centrada en MM1. En los canales -19.20 y -17.85 km s^{-1} la emisión se vuelve un poco extendida alcanzando a MM3 y formando en este último canal una forma de espiral. En el canal -16.50 km s^{-1} la emisión se extiende hacia el noreste siguiendo la línea turquesa. En conjunto, la emisión del $\text{H}_2\text{CO} (3_{2,1}-2_{2,0})$ es muy parecida a la transición presentada anteriormente del $\text{H}_2\text{CO} (3_{2,2}-2_{2,1})$, lo cual es de esperar puesto que tienen el mismo coeficiente de Einstein de emisión espontánea así como la misma energía del nivel superior (Tabla 3.2).

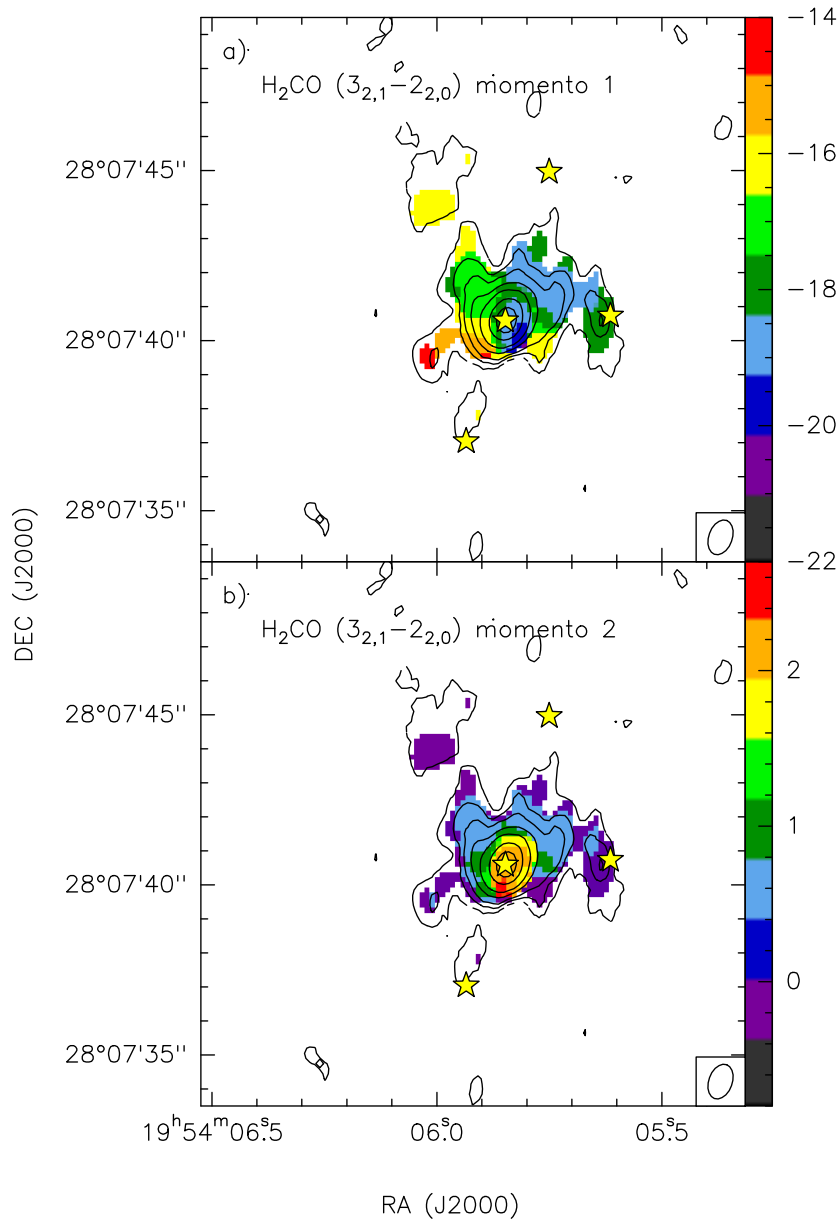


Figura 3.11: a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea $\text{H}_2\text{CO} (3_{2,1} - 2_{2,0})$. b) Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea $\text{H}_2\text{CO} (3_{2,1} - 2_{2,0})$. Para ambas figuras los contornos negros corresponde al momento de orden cero utilizando contornos de 2, 4, 6, 10, 15, 25 y 35 veces el ruido de $0.0077 \text{ Jy beam}^{-1}$.

La Fig. 3.11 presenta los momentos de orden cero, uno y dos del $\text{H}_2\text{CO} (3_{2,1} - 2_{2,0})$. El momento cero indica que la emisión es extendida y se encuentra asociada a MM1 y MM3. Además, hay una extensión hacia el noreste. El momento uno muestra que las velocidades corridas al rojo están al este y noreste de MM1 y las corridas al azul se encuentran al noroeste de MM1. El momento de orden dos indica que la dispersión de velocidades es

máxima en MM1.

3.5. Emisión de líneas moleculares: CH_3OH , C_3H_2 , y DCN

3.5.1. Transición del CH_3OH ($4_{-2,3}-3_{-1,2}$)

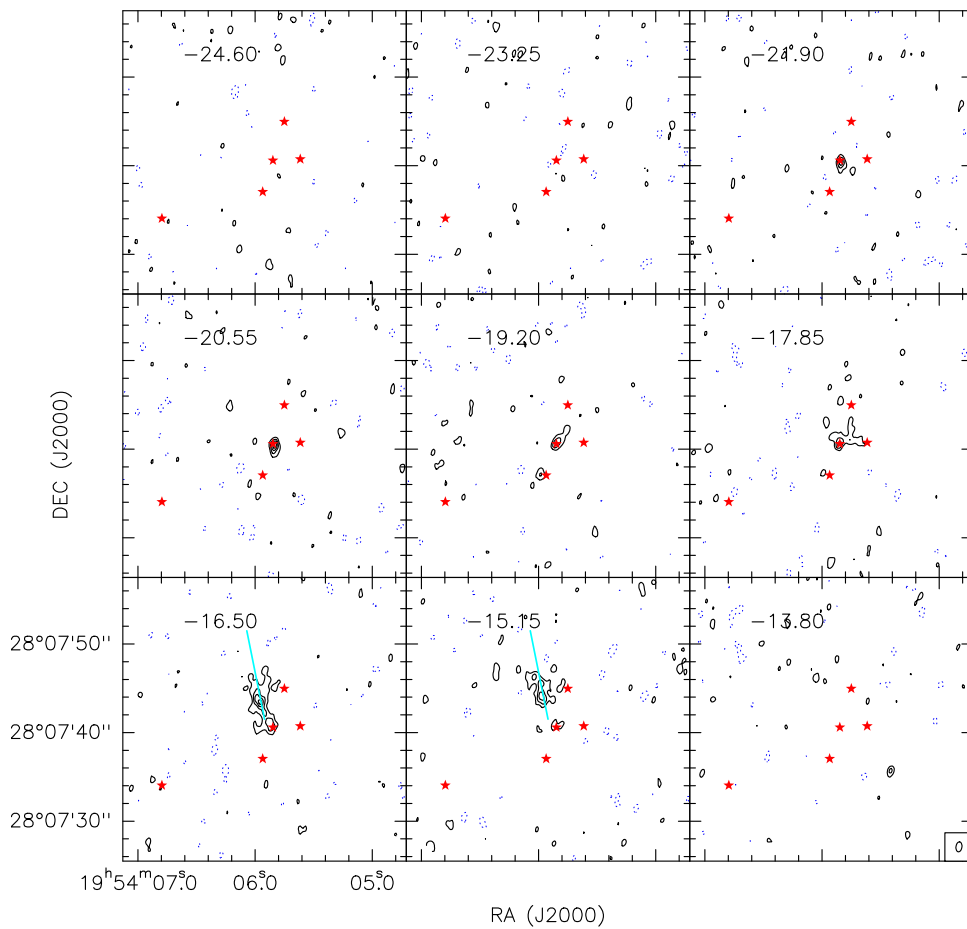


Figura 3.12: Mapa de canales de la transición CH_3OH ($4_{-2,3}-3_{-1,2}$) con contornos de -6, -3, 3, 6, 9, 12 veces el ruido de $0.002 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM3, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.

En la Fig. 3.12 se presenta el mapa de canales del CH_3OH ($4_{-2,3}-3_{-1,2}$). Se detecta emisión desde -21.90 hasta -15.25 km s^{-1} . Para las velocidades corridas al azul la emisión

es muy compacta y asociada unicamente a MM1. En -19.20 km s^{-1} también se aprecia emisión muy débil en MM2. En -17.85 km s^{-1} se aprecia una emisión en la dirección este-oeste que conecta a MM1 y MM3 y sale un pequeño filamento en la dirección de MM4. En los canales de -16.50 km s^{-1} y -15.15 km s^{-1} se detecta una estructura alargada hacia el noroeste coincidiendo con la dirección turquesa. Este filamento se ha detectado también en $\text{C}^{18}\text{O} (2-1)$ y las tres transiciones del H_2CO , lo que confirma que es químicamente rico. Su cociente de aspecto es de 4.3 en el canal de -16.50 km s^{-1} .

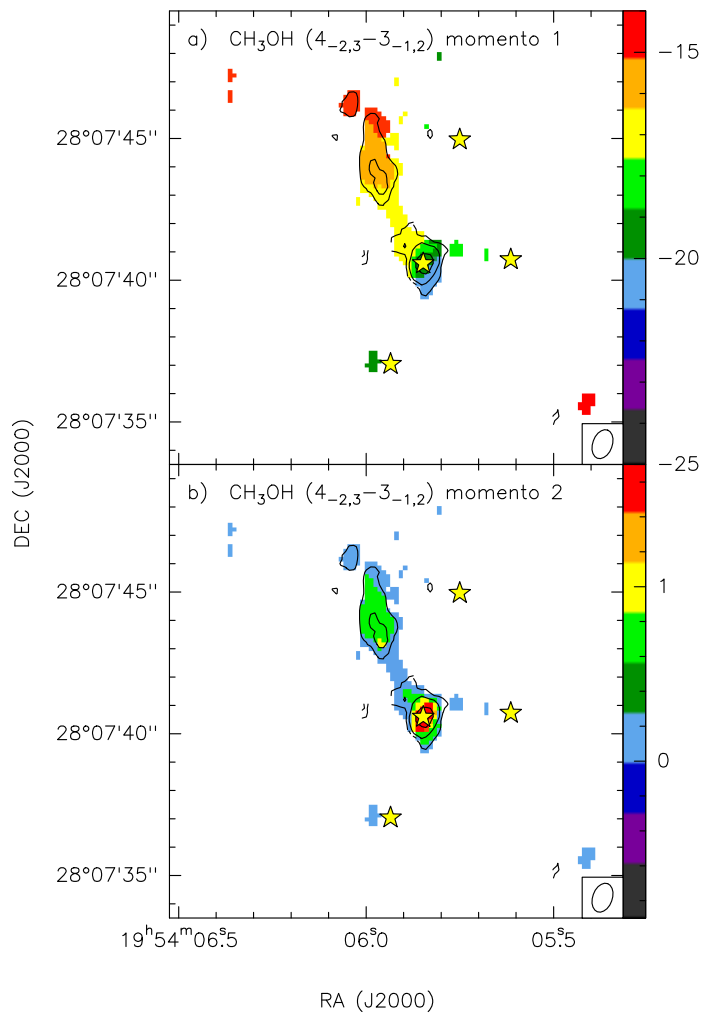


Figura 3.13: a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea $\text{CH}_3\text{OH} (4_{-2,3}-3_{-1,2})$. b) Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea $\text{CH}_3\text{OH} (4_{-2,3}-3_{-1,2})$. Para ambas figuras los contornos negros corresponden al momento de orden cero, utilizando contornos de 3, 6 y 12 veces el ruido de $0.009 \text{ Jy beam}^{-1}$.

Los momentos de orden cero, uno y dos del cubo de $\text{CH}_3\text{OH} (4_{-2,3}-3_{-1,2})$ se presentan

en la Fig 3.13. El momento cero muestra el filamento químicamente rico en la dirección noreste asociado a MM1. El momento uno del CH_3OH ($4_{-2,3}-3_{-1,2}$) se indica con la escala de color en el panel superior de la Fig 3.13. En este panel se puede ver que las velocidades corridas al rojo están asociadas al filamento químicamente rico y las velocidades corridas al azul están asociadas a MM1. El momento dos del CH_3OH ($4_{-2,3}-3_{-1,2}$) indica que la dispersión de velocidades es mayor en MM1, al igual que en las transiciones anteriores.

3.5.2. Transición del C_3H_2 ($6_{0,6}-5_{1,5}$)

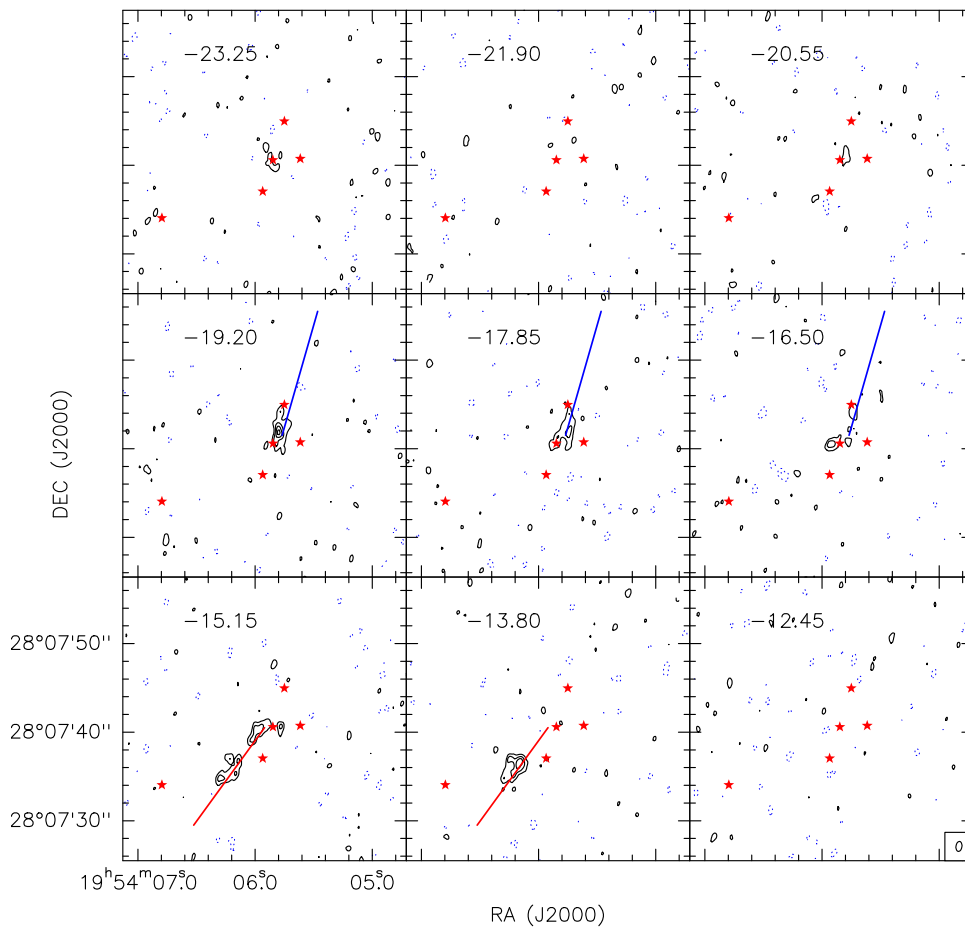


Figura 3.14: Mapa de canales de la transición C_3H_2 ($6_{0,6}-5_{1,5}$) con contornos de $-3, 3, 6, 9, 12$ veces el ruido rms de $0.002 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM3, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.

En la Fig. 3.14 se presenta el mapa de canales para la transición $C_3H_2(6_{0,6}-5_{1,5})$. En -19.2 km s^{-1} se aprecia una estructura filamentaria hacia el noroeste que conecta a MM1 con MM4. Este filamento ya se ha visto en líneas anteriores y está marcado con una línea azul. Además, en -15.15 y -13.80 km s^{-1} se aprecia un filamento de sureste a noroeste que termina en MM1 y que coincide con la línea roja haciendo referencia al filamento detectado en líneas en $C^{18}O(2-1)$ y $H_2CO(3_{0,3}-2_{0,2})$. El cociente de aspecto de este filamento en el canal -15.15 km s^{-1} es de 5.6.

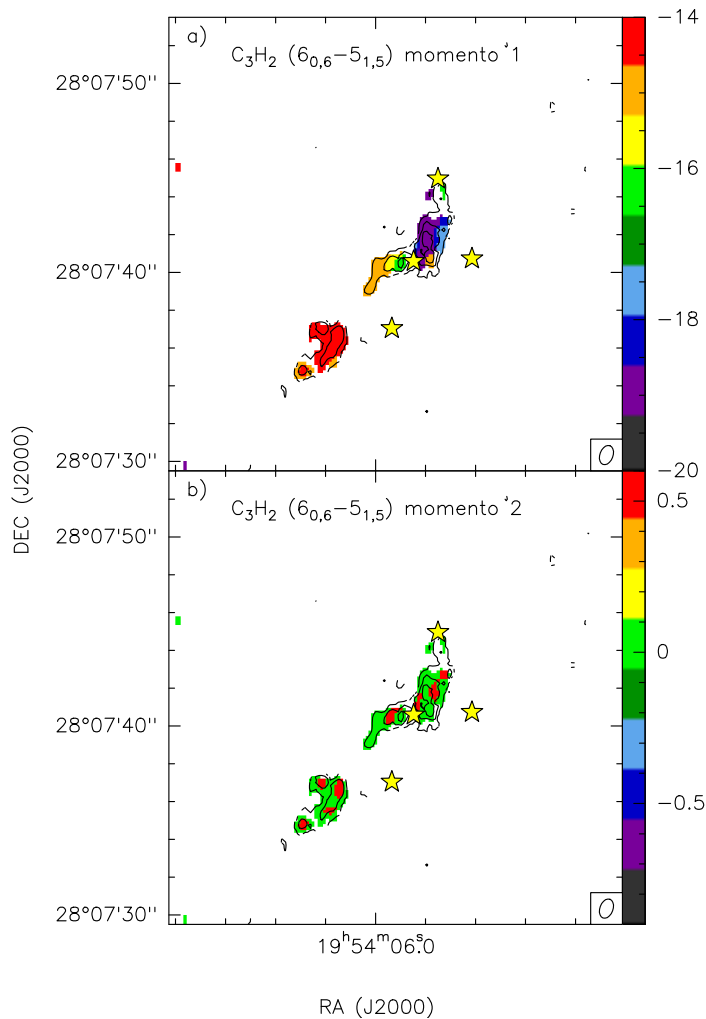


Figura 3.15: a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea $C_3H_2(6_{0,6}-5_{1,5})$. b) Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea $C_3H_2(6_{0,6}-5_{1,5})$. Para ambas figuras los contornos negros corresponden al momento de orden cero, utilizando contornos de 2, 4 y 6 veces el ruido de $0.008 \text{ Jy beam}^{-1}$.

Los momentos cero, uno y dos del $C_3H_2(6_{0,6}-5_{1,5})$ se muestran en la Fig 3.15. El mo-

mento cero indica que la emisión más significativa de C_3H_2 se encuentra asociada a MM1 y MM4, con una estructura alargada hacia el noroeste. Además hay otra extensión al sureste de MM1. Estas dos extensiones se unen en MM1 y parecen formar una única estructura coherente, lo que sugiere que MM1, MM4 y la extensión al sureste de MM1 podrían estar conectados físicamente.

El momento uno indica que las velocidades corridas al rojo están al sureste de MM1, mientras que las velocidades corridas al azul están al noroeste de MM1. El momento dos del C_3H_2 ($6_{0,6} - 5_{1,5}$) indica dispersiones de velocidades muy pequeñas a lo largo de toda la emisión de C_3H_2 .

3.5.3. Transición del DCN (3–2)

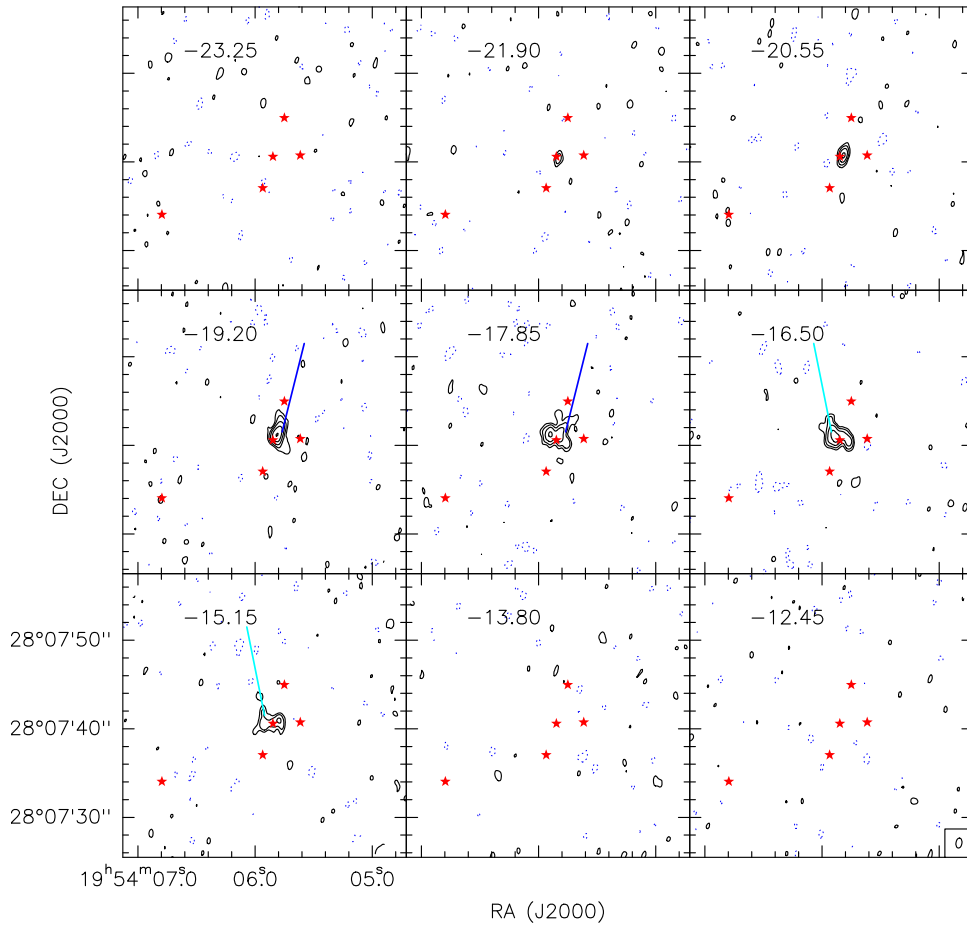


Figura 3.16: Mapa de canales del DCN (3–2) con contornos de -3, 3, 6, 12, 24 veces el ruido de $0.0017 \text{ Jy beam}^{-1}$. Las cinco estrellas marcadas corresponden a la posición de MM1, MM2, MM3, MM4 y MM5. El tamaño del haz se muestra en el último panel del lado inferior derecho de la figura.

En la Fig. 3.16 se presenta el mapa de canales del DCN (3–2). Como se puede ver en la figura, se detecta emisión de DCN desde -21.90 hasta -15.15 km s^{-1} . En los canales de -21.90 y -20.55 km s^{-1} la emisión está asociada únicamente a MM1. En -19.2 km s^{-1} se extiende unos 4 arcsec hacia el noroeste. En los canales de -17.85 a -15.15 km s^{-1} , la emisión presenta dos componentes espaciales, quedando MM1 en el centro. En -16.50 y -15.15 km s^{-1} existe emisión que se extiende desde MM1 ligeramente hacia el noreste.

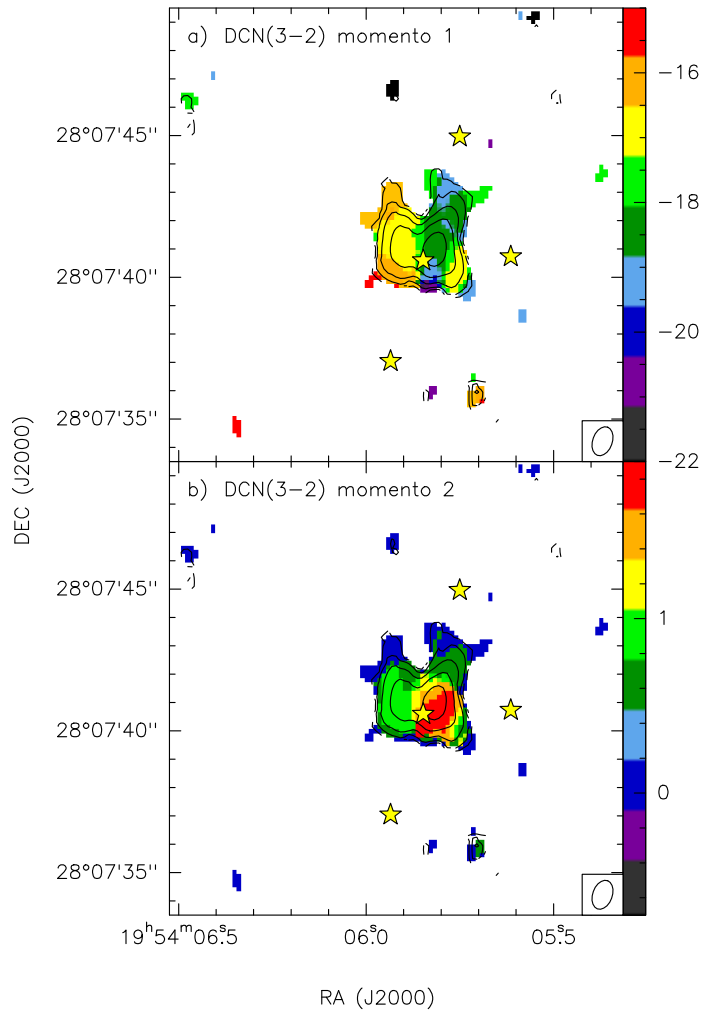


Figura 3.17: a) Escala de color: mapa del momento de primer orden para la línea molecular DCN (3–2). b) Escala de color: mapa del momento de orden dos para la línea DCN (3–2). Para ambas figuras los contornos negros corresponden al momento de orden cero, utilizando contornos de 2, 4, 8, 16, 32, 48 veces el ruido de $0.006 \text{ Jy beam}^{-1}$.

La Fig. 3.17 muestra los momentos de orden cero, uno y dos del DCN (3–2). El momento cero es muy reminiscente del momento cero del $\text{H}_2\text{CO}(3_{2,2}-2_{2,1})$ y $(3_{2,1}-2_{2,0})$, con las mismas dos extensiones hacia el noroeste y noreste.

El momento de orden uno del DCN (3–2) indica que las velocidades corridas al rojo están al este de MM1 mientras que las velocidades corridas al azul están al (nor) oeste de MM1. El momento dos indica que la dispersión de velocidades es mayor en el centro de la emisión donde se encuentra MM1, al igual que se ha visto en todas las transiciones anteriores.

3.6. Identificación de filamentos

En los diferentes mapas de canales y momentos de orden cero que se han presentado hasta ahora se pueden apreciar varias estructuras filamentarias, algunas de las cuales se repiten de una transición a otra en diferentes moléculas. Esto se puede ver mejor en la Fig. 3.18 donde se muestra el momento cero del H_2CO ($3_{0,3}-2_{0,2}$) (contornos negros) junto con las líneas que marcan las estructuras alargadas encontradas en el mapa de canales de C^{18}O ($2-1$). Identificamos como filamentos aquellas estructuras alargadas con cociente de aspecto mayor a 4 medido en el canal de la transición molecular (ya sea C^{18}O ($2-1$), H_2CO ($3_{0,3}-2_{0,2}$), CH_3OH ($4_{-2,3}-3_{-1,2}$) o C_3H_2 ($6-5$) donde el filamento se ve más definido. Con este criterio identificamos seis filamentos, que nombramos NF1, NF2, NF3, SF1, SF2 y SF3, como se indica en la figura. Para cuatro de los filamentos el cociente de aspecto se midió en el mapa de canales del C^{18}O ($2-1$) mientras que para NF2 y SF2 esto no se pudo hacer por la emisión tan extensa y superposición de componentes en C^{18}O ($2-1$). En cambio el cociente de aspecto de NF2 se midió en el canal a -16.50 km s^{-1} del CH_3OH ($4_{-2,3}-3_{-1,2}$), superpuesto en la figura con color turquesa. Para SF2 el cociente de aspecto se midió en el canal de -15.15 km s^{-1} del C_3H_2 ($6-5$), también superpuesto en la figura con contornos rojos.

En general, todos los filamentos presentan emisión en C^{18}O y H_2CO , siendo algunos especialmente químicamente ricos y calientes, como NF1 y NF2, cuya base se detecta en todas las transiciones, incluidas las del H_2CO con energía del nivel superior de $\sim 70 \text{ K}$. El hecho de que todos los filamentos se interconectan entre sí, que todos convergen cerca de MM1 en una región caliente sugiere que estos filamentos efectivamente son canales donde fluye material que alimenta a la estrella masiva central. Un resumen de esto se puede ver en la Tabla 3.3 que muestra en que molécula se ha detectado cada uno de los filamentos. Finalmente, es importante notar que NF1 y NF2 se detectan en el continuo (Fig 3.1).

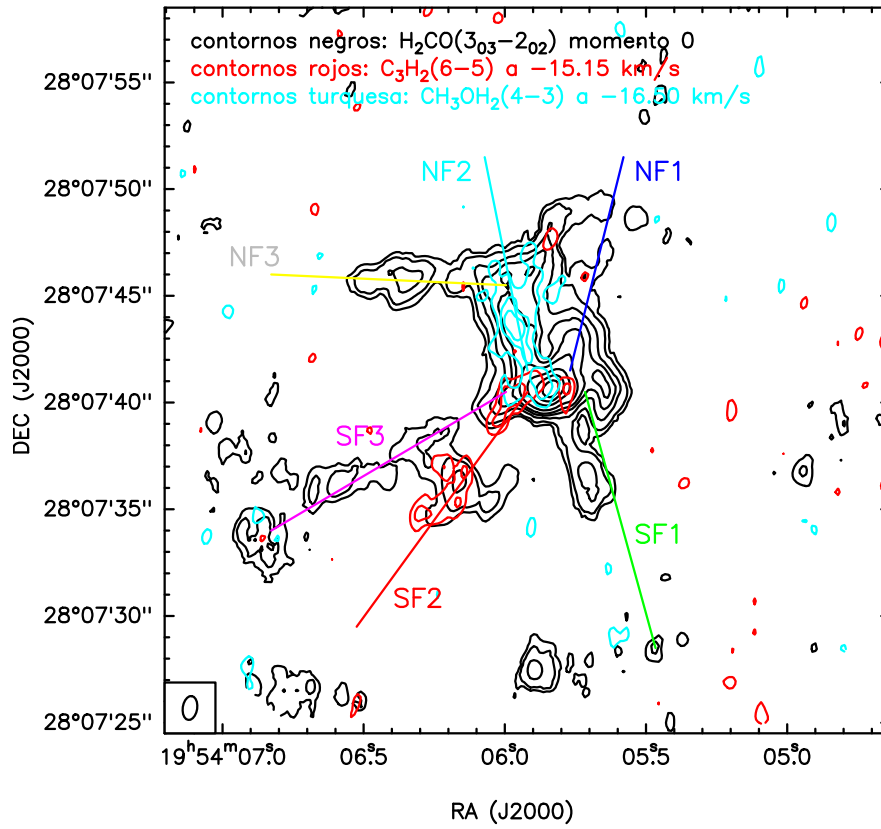


Figura 3.18: Contornos negros: corresponden al momento cero del $\text{H}_2\text{CO}(3_{0,3}-2_{0,2})$. Contornos rojos: corresponden al continuo de 1.3 mm, misma de la Fig 3.1. Las líneas trazadas indican cada uno de los seis filamentos detectados.

Molécula	Filamento					
	NF1	NF2	NF3	SF1	SF2	SF3
$\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$	X	X	X	X	X	X
$\text{H}_2\text{CO}(3_{0,3}-2_{0,2})$	X	X	X	X	X	X
$\text{H}_2\text{CO}(3_{2,2}-2_{2,1})$	X	X				
$\text{H}_2\text{CO}(3_{2,1}-2_{2,0})$		X				
$\text{CH}_3\text{OH}(4_{-2,3}-3_{-1,2})$		X				
$\text{C}_3\text{H}_2(6_{0,6}-5_{1,5})$	X				X	
$\text{DCN}(3-2)$	X	X				

Tabla 3.3: Resumen de en que molécula se ha detectado cada filamento.

Capítulo 4

Análisis

En el mapa de canales del ^{13}CO (2–1) que se presentó en la Fig. 3.2 se aprecia emisión de alta velocidad corrida al rojo y al azul. En esta sección se pretende estudiar los posibles flujos moleculares asociados a I19520. Para ello, se calculó el momento cero del cubo de ^{13}CO (2–1) en el rango de velocidades de -39.2 a -21.2 km s^{-1} (velocidades corridas al azul) y en el rango de -11.2 a -3.8 km s^{-1} (velocidades corridas al rojo). Como se verá en la sección 4.2, la velocidad sistemática del MM1 es -17.6 km s^{-1} . Por tanto, estos rangos de velocidades corresponden a velocidades de ~ 6 a 22 km s^{-1} respecto a la sistemática para el lóbulo azul y de 6 a 14 km s^{-1} para el lóbulo rojo. Los momentos cero calculados para los rangos de velocidades dados arriba se presentan en la Fig. 4.1. Tal como se ve en la figura, existe una estructura bipolar centrada en MM2, con el lóbulo azul al noreste y el rojo al suroeste. También se puede apreciar otra estructura bipolar centrada en MM1, con el lóbulo azul al este-noreste y el rojo al oeste-noroeste. Estas dos estructuras bipolares de alta velocidad también se identificaron en CO (1–0) por Palau et al. (2013), quienes sugirieron que corresponden a flujos moleculares impulsados por MM1 y MM2.

4.1. Flujos moleculares

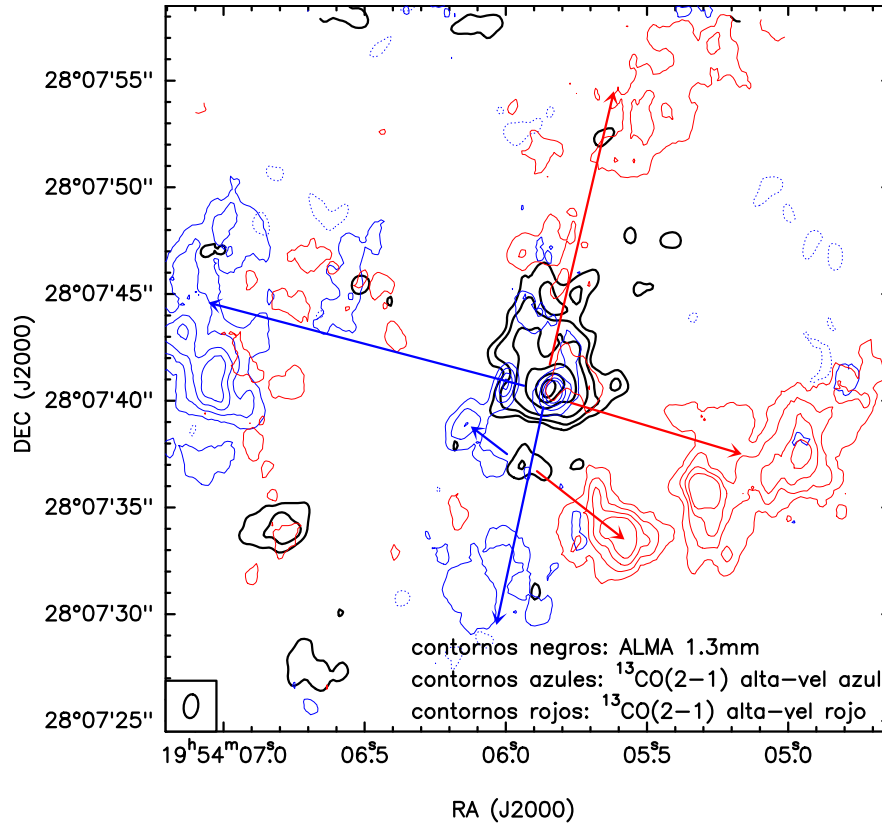


Figura 4.1: Contornos azul/rojo: emisión de alta velocidad del $^{13}\text{CO}(2-1)$. Los contornos azules corresponden a la emisión integrada de -39.2 a -21.2 km s^{-1} , mientras que los contornos rojos corresponden a la emisión integrada de -11.2 a -3.8 km s^{-1} . Los contornos negros corresponden a la emisión de continuo de 1.3 mm como en la Fig 3.1.

Nuestros datos de ALMA confirman pues la presencia de los dos flujos moleculares primeramente encontrados con OVRO, pero además muestran indicios de un posible tercer flujo. Tal como se muestra en la Fig.4.1, hay emisión de alta velocidad corrido al rojo al nor-noroeste de MM1, así como emisión (más débil) de alta velocidad corrida al azul al sur-sureste de MM1. Esto sugiere que MM1 podría ser una fuente binaria, cada una impulsando un flujo molecular diferente. En la sección 4.6 regresamos a este tema.

4.2. Búsqueda de la firma de material en caída

Algunos trabajos han mostrado que si una envoltura está en colapso gravitacional éste se verá reflejado en un perfil de las líneas ópticamente gruesas con doble pico y con el pico al azul más intenso o con un sólo pico pero con un exceso de emisión al azul (ejemplo, Anglada et al. 1987, Tsamis et al. 2008).

Con el propósito de buscar indicios de material en caída, se han generado espectros del $C^{18}O(2-1)$ para cada una de las fuentes milimétricas así como para los seis filamentos identificados, los cuales se presentan en las Figs. 4.2 y 4.3, respectivamente.

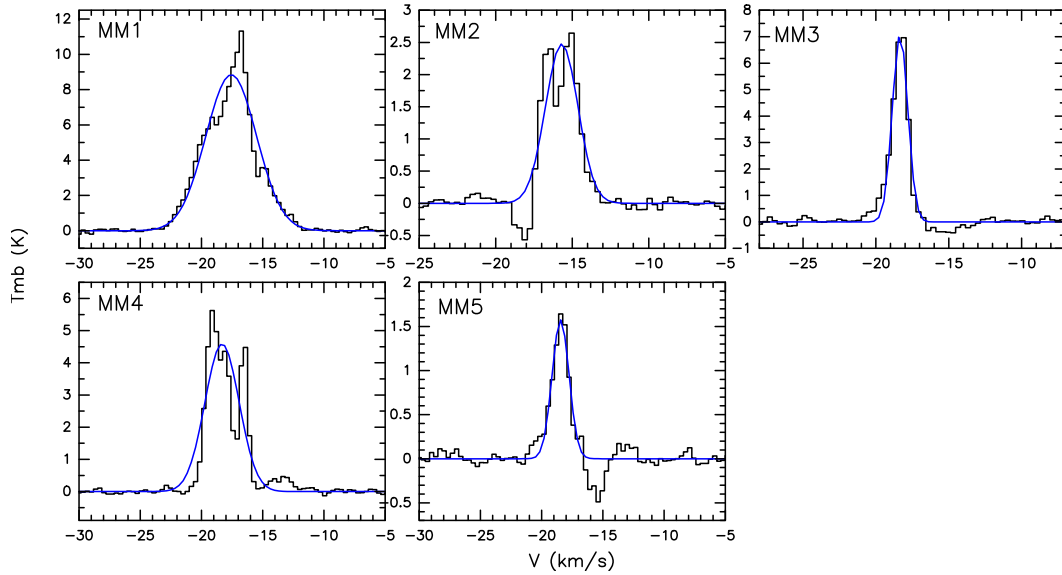


Figura 4.2: Espectros para las cinco fuentes milimétricas detectadas utilizando el $C^{18}O(2-1)$.

Fuente	Velocidad central (km s^{-1})	Ancho de línea (km s^{-1})	Temperatura de pico (K)	Área de línea ((K km s^{-1}))	Profundidad óptica
MM1	-17.57	4.9	8.85	46.07	—
MM2	-15.68	2.5	2.48	6.60	0.61
MM3	-18.34	1.3	7.10	9.46	—
MM4	-18.31	3.3	4.58	16.00	1.86
MM5	-18.46	1.6	1.58	2.73	0.34

Tabla 4.1: Parámetros del ajuste gaussiano a los espectros de las fuentes milimétricas usando el $C^{18}O(2-1)$.

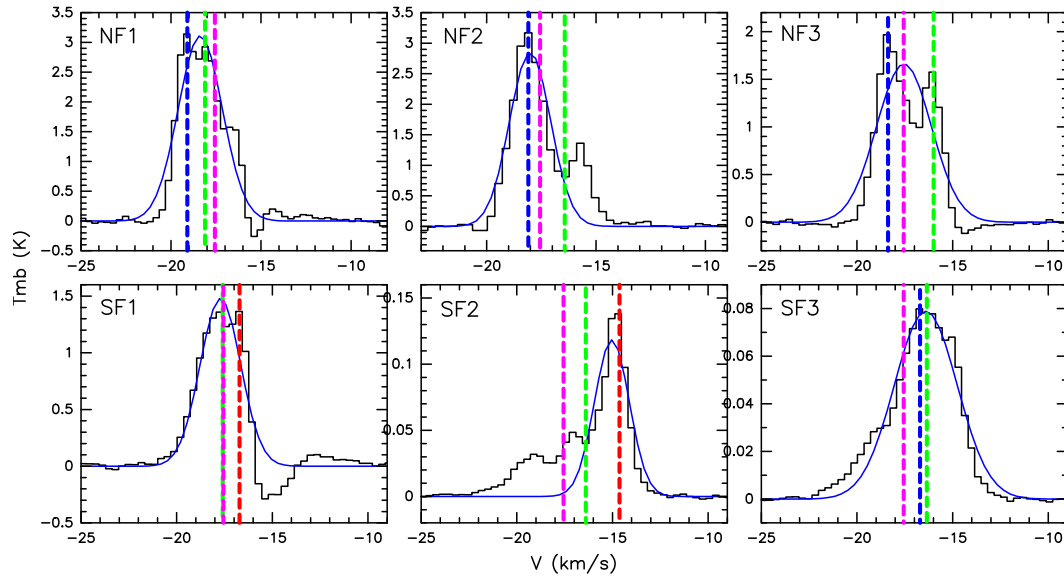


Figura 4.3: Espectros para los filamentos detectados utilizando el $C^{18}O$ (2-1).

También se obtuvieron los espectros para los mismos seis filamentos pero utilizando la línea de H_2CO ($3_{0,3}-2_{0,2}$), y se muestran en la Fig 4.4.

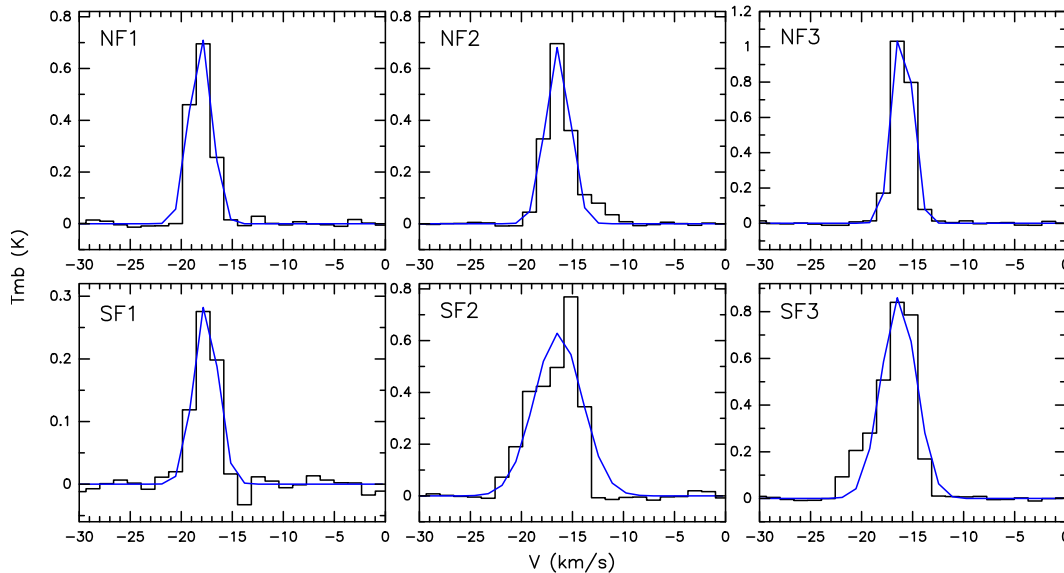


Figura 4.4: Espectros para los filamentos detectados utilizando el H_2CO ($3_{0,3}-2_{0,2}$).

Para todos los espectros generados en CASA promediando en la región que define cada estructura, se importaron los espectros a CLASS de GILDAS, se sustrajo la línea de base y se realizó un ajuste gaussiano de las líneas. Los resultados se presentan en la Tablas 4.1,

4.2 y 4.3. Como se puede ver, el H_2CO se puede reproducir razonablemente bien con una gaussiana. En cambio, los espectros de los filamentos del $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ presentan múltiples componentes en su mayoría. En particular, los espectros de NF1, NF2, NF3, SF1 (muy marginalmente) y SF3 presentan la emisión del pico azul más intensa que el rojo, o un exceso al azul. Esto sugiere que estos filamentos podrían estar asociados a movimientos de caída.

Fuente	Velocidad central (km s^{-1})	Ancho de línea (km s^{-1})	Temperatura de pico Gauss (K)	Área de línea (K km s^{-1})	Densidad columnar $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ (cm^{-2})
NF1	-18.37	2.9	3.12	9.52	7.9×10^{15}
NF2	-18.02	2.2	2.86	6.71	5.4×10^{15}
NF3	-17.54	3.4	1.66	5.97	3.9×10^{15}
SF1	-17.71	2.5	1.48	3.94	2.6×10^{15}
SF2	-14.69	2.1	0.12	0.27	1.5×10^{14}
SF3	-16.40	3.9	0.08	0.33	1.8×10^{14}

Tabla 4.2: Parámetros del ajuste gaussiano a los espectros de $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ de los filamentos.

Fuente	Velocidad central (km s^{-1})	Ancho de línea (km s^{-1})	Temperatura de pico Gauss (K)	Área de línea (K km s^{-1})
NF1	-18.11	2.6	0.73	1.98
NF2	-16.43	2.8	0.68	2.05
NF3	-15.99	2.2	1.19	2.82
SF1	-17.59	2.8	0.29	0.85
SF2	-16.39	5.5	0.63	3.71
SF3	-16.35	4.0	0.86	3.68

Tabla 4.3: Parámetros para los filamentos usando un ajuste gaussiano a los espectros de $\text{H}_2\text{CO}(3_{0,3}-2_{0,2})$.

4.3. Cinemática a lo largo de los filamentos

En la introducción se explicó que el escenario más reciente para la formación de las estrellas masivas considera que éstas se forman en una nube molecular cuya estructura

consta de filamentos que a su vez alimentan las regiones de mayor densidad, ya sean “crestas” (*ridges*) o “núcleos centrales” (*hubs*). Y en estos *ridges* o *hubs* es donde la acreción de material es tan alta que pueden dar lugar a las estrellas masivas. Numerosos trabajos han reportado indicios de material que fluye a lo largo de los filamentos hasta llegar a los *hubs* (ejemplo, Kirk et al. 2013, Lee et al. 2014, Peretto et al. 2014, Fernández-López et al. 2014, Yuan et al. 2018, Gong et al. 2018, Issac et al. 2019, Schwörer et al. 2019, Treviño-Morales et al. 2019, Hu et al. 2021, Gong et al. 2021), favoreciendo este escenario.

En esta sección se pretende explorar la cinemática de los filamentos encontrados asociados a la estrella joven masiva I19520. Para ello se han estudiado los diagramas posición-velocidad a lo largo de cada uno de los seis filamentos identificados para las transiciones moleculares $C^{18}O$ (2–1) y H_2CO ($3_{0,3} - 2_{0,2}$) (los de esta última línea se muestran en el apéndice), siguiendo los cortes indicados en la Fig. 3.18 los diagramas se han generado con la tarea IMPV de CASA, usando un ‘width’ de 9–19 píxeles (promedio de la intensidad de los píxeles en la dirección perpendicular al filamento).

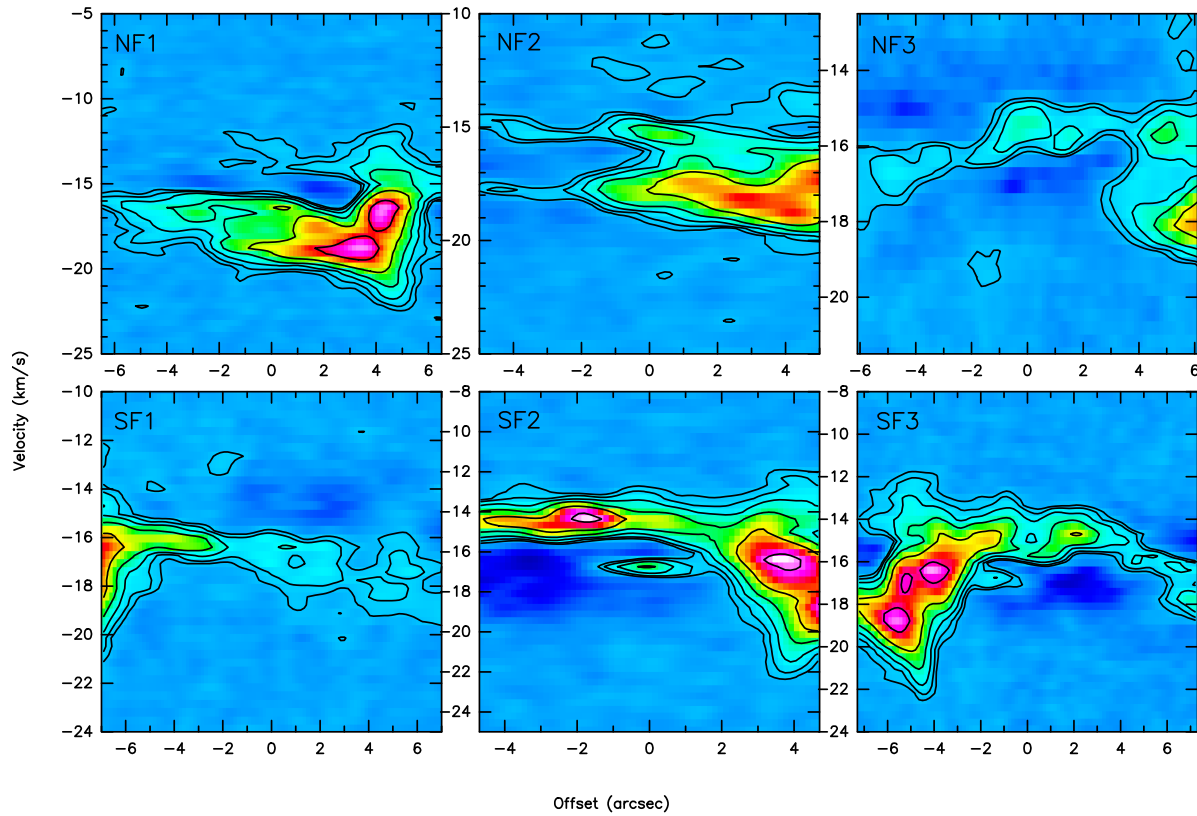


Figura 4.5: Diagrama posición velocidad de los filamentos usando $C^{18}O(2-1)$.

En la Fig. 4.5 se muestran los diagramas posición-velocidad del $C^{18}O(2-1)$ para los filamentos identificados en este trabajo. En los diagramas de NF1 y NF2 se observan subfilamentos con gradientes de velocidad. En NF1 se aprecia una intensa emisión asociada a la posición de 4 arcsec que cubre velocidades desde -22 hasta -12 km s^{-1} . Esta emisión intensa corresponde a la posición de MM1. Para offsets < 3 arcsec se puede ver que el filamento de NF1 se extiende hasta -3 arcsec y presenta un gradiente de velocidades de -19 a -16 km s^{-1} . Para NF2 se aprecian dos "subfilamentos" que cubren offsets desde -5 a 3 arcsec, ambos con gradientes de velocidades de unos 2 km s^{-1} en 8 arcsec. El diagrama posición-velocidad del filamento NF3 muestra el filamento desde -6 hasta 3 arcsec con un prominente gradiente de velocidad desde -17 hasta -15 km s^{-1} .

Para el filamento SF1, la Fig. 4.5 de nuevo muestra emisión desde -5 hasta 6 arcsec con un gradiente de velocidades de -16 a -18 km s^{-1} . En cambio, en el diagrama posición-velocidad de SF2 se aprecian dos condensaciones muy intensas la que está en el

offset 4 arcsec corresponde a MM1 y la que está en el offset -2 arcsec corresponde a un núcleo de $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ que se ve muy intenso en el momento 0 de la Fig.3.5, a unos 4 arcsec al este de MM2. Si no tenemos en cuenta la emisión de MM1, en SF2 no se aprecia ningún gradiente de velocidad. Por último en SF3 se aprecia un gradiente de velocidad desde 0 hasta 6 arcsec y para velocidades de -17 a -14 km s^{-1} . Por tanto, los diagramas posición-velocidad aquí presentados revelan gradientes de velocidad a lo largo de todos los filamentos excepto SF2. Curiosamente, también todos los filamentos excepto SF2 presentan asimetría al azul en su espectro.

4.4. Parámetros físicos de los filamentos alrededor de MM1

Para obtener los parámetros físicos de los seis filamentos detectados alrededor de MM1 en $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$, se utilizaron las ecuaciones mencionadas en la sección 2.3. El primer parámetro a determinar es la densidad columnar, tal como se ve en la ecuación 2.25, para obtener $N(\text{C}^{18}\text{O})$ es necesario conocer τ_0 , Δv y T_{ex} . Δv lo tomamos del ajuste gaussiano para cada filamento (Tabla 4.3), τ_0 lo calculamos siguiendo la ecuación 2.19 suponiendo $T_{bg} = 2.73$ K. Para obtener tanto N como τ_0 necesitamos una estimación de T_{ex} . Considerando que el $^{13}\text{CO}(2-1)$ es ópticamente grueso, entonces $T_0 \sim J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg})$, de donde despejando T_{ex} (ecuación 2.19). Siguiendo este método para los seis filamentos obtenemos en promedio $T_{ex} \sim 11$ K. De todas formas no es seguro que el ^{13}CO sea grueso para todos los filamentos. También pudimos estimar T_{ex} a partir del $\text{CO}(1-0)$ de Palau et al. (2013), obteniendo $T_{ex} \sim 9$ K. Por tanto, en este trabajo adoptamos $T_{ex} \sim 10$ K.

Con $T_{ex} \sim 10$ K, obtenemos $\tau_0 \sim 0.9$ para NF1 usando $T_0 = 3.25$ K para el $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ (Tabla 4.2). Siguiendo este procedimiento se calculó la densidad columnar del $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ tomando A_{21} de la base de datos LAMDA (*Leiden Atomic and Molecular Database* por sus siglas en inglés) en (s^{-1}) que es de $6.011 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$.

Para calcular la densidad columnar del H_2 es necesario conocer la abundancia de la molécula. La abundancia (X) se define como la razón de la densidad columnar de la molécula entre la densidad columnar del H_2 :

$$X := \frac{N(\text{molécula})}{N(H_2)}. \quad (4.1)$$

Tomando una abundancia del $C^{18}O$ de 1.7×10^{-7} (Frerking et al. 1982) y despejando la densidad columnar del H_2 , queda:

$$\left[\frac{N(H_2)}{cm^{-2}} \right] = \frac{N(C^{18}O)}{X} \quad (4.2)$$

Los valores de $N(H_2)$ para cada filamento están dados en la Tabla 4.4. Para esto sabemos que el tamaño del pixel de la imagen es de 0.15×0.15 arcsec², por lo que para convertir esta cantidad a UA (unidades astronómicas) se utiliza la distancia a I19520:

$$0.15'' \text{ a } 9000 \text{ pc} = 1350 \text{ UA} = 2.02 \times 10^{16} \text{ cm} \quad (4.3)$$

Además se conoce el número de pixeles ($npts$) que tiene cada filamento, por lo que el área de cada filamento es:

$$A = (2.02 \times 10^{16})^2 \cdot (npts) \quad (4.4)$$

Por lo tanto, conociendo el área, la masa del filamento será:

$$M(H_2) = A \cdot N(H_2) \cdot 2.8 m_{H_2} \quad (4.5)$$

Se puede calcular la tasa de acreción del gas a través de cada filamento usando (Peretto et al. (2013)):

$$\dot{M}_{inf} = N_{fil} \pi R^2 V_{inf} \rho_{fil} \quad (4.6)$$

donde N_{fil} es el número de filamentos pero aquí tomaremos filamento por filamento, por lo tanto $N_{fil} = 1$, R es el radio del filamento, V_{inf} es la velocidad de caída del gas y

ρ_{fil} es la densidad del filamento. Para obtener V_{inf} hay que tomar en cuenta que como el $C^{18}O$ es parcialmente grueso su espectro tiene exceso al azul, por lo tanto se necesita una línea ópticamente delgada para determinar bien la velocidad central del filamento. En nuestro caso se tomó como velocidad central del filamento la obtenida con el $H_2CO(3_{0,3}-2_{0,2})$ (Tabla 4.3). Se usó V_{inf} como la resta de la velocidad del pico corrido al azul del $C^{18}O$ menos la velocidad central del $H_2CO(3_{0,3}-2_{0,2})$. Finalmente ρ_{fil} es la densidad del filamento. Tomando $\rho_{fil} = \frac{M}{volumen} = \frac{M}{\pi R^2 L}$, donde L es la longitud del filamento, la tasa de acreción queda:

$$M_{inf} = \frac{V_{inf} M}{L}. \quad (4.7)$$

Los resultados de estos cálculos se muestran en la Tabla 4.4. En todos los cálculos hemos supuesto que el espectro con exceso al azul observado para todos los filamentos excepto SF2 es producido por material en caída hacia MM1. Esta suposición se ve favorecida por el hecho de que se han encontrado gradientes de velocidad en los mismos filamentos donde se ha visto la asimetría al azul. Aunque esta suposición es burda por la geometría de los filamentos (la asimetría al azul se ha modelado para esferas) y porque los diferentes picos en el $C^{18}O(2-1)$ podrían ser producidos por múltiples componentes de velocidad (ejemplo, Cabedo et al. 2021), estos dos hechos observacionales también se han encontrado en otras regiones de formación de estrellas masivas, como la estudiada por Peretto et al. (2013), donde muestran que estas características son consistentes con colapso global hacia la estrella masiva.

Para SF2 se puede ver que su espectro mostrado en la Fig 4.3 se aprecia que el pico más intenso no está corrido más al azul por lo que no se realizaron estos cálculos.

Fuente	Densidad columnar H ₂ (cm ⁻²)	Masa (M _⊙)	Longitud del filamento (pc)	Velocidad de caída (km s ⁻¹)	Tasa de acreción (M _⊙ /yr)
NF1	4.7×10 ²²	43	0.39	1.00	1.1×10 ⁻⁴
NF2	3.2×10 ²²	48	0.45	1.33	1.4×10 ⁻⁴
NF3	2.4×10 ²²	27	0.41	2.11	1.4×10 ⁻⁴
SF1	1.5×10 ²²	33	0.60	1.19	6.7×10 ⁻⁵
SF2	9.1×10 ²⁰	1	0.49	–	–
SF3	1.1×10 ²¹	1	0.58	0.05	1.2×10 ⁻⁷
TOTAL		153			4.6×10 ⁻⁴

Tabla 4.4: Parámetros físicos de los filamentos.

4.5. Cinemática de un posible disco asociado a MM1

La Fig. 4.6 presenta el diagrama posición-velocidad del C¹⁸O (2–1) en un corte a través de MM1 con un ángulo de posición de 90° (dirección este-oeste). En este diagrama se puede apreciar emisión intensa a –2 y 0 arcsec a una velocidad de –16.5 km s⁻¹. Además el diagrama revela un patrón kepleriano situado únicamente del lado inferior derecho. Se buscó el patrón kepleriano en cortes hechos en otras direcciones, así como en otras transiciones, sin éxito. Los diferentes intentos se muestran en el Apéndice.

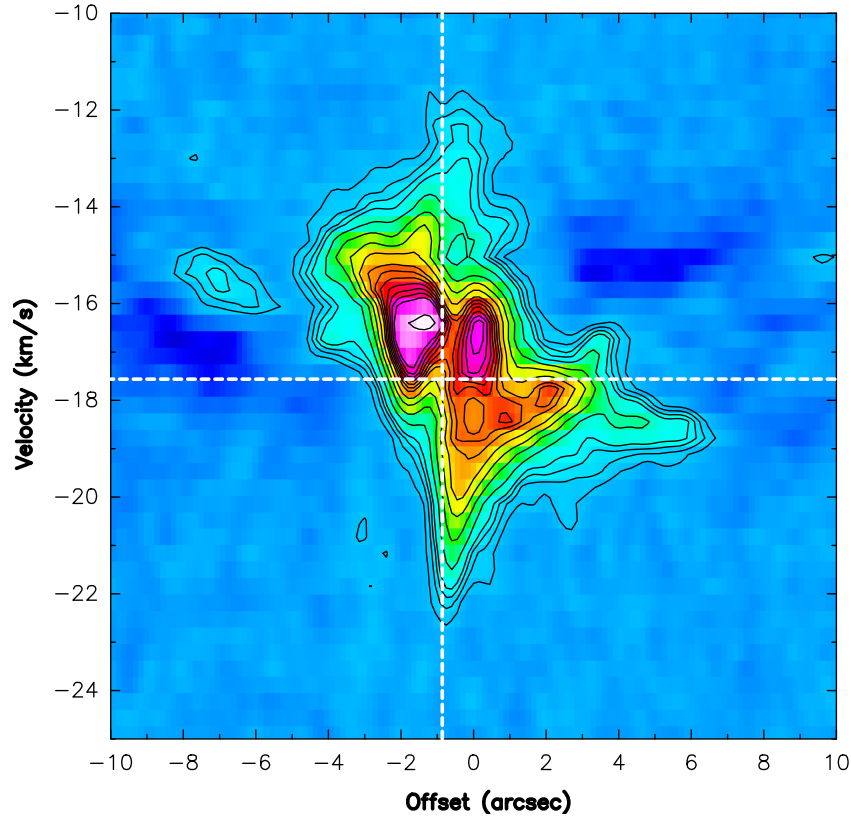


Figura 4.6: Diagrama posición-velocidad pasando por MM1 y con dirección este-oeste del C¹⁸O (2–1). Los contornos corresponden a 3, 6, 9, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 65, 70, 75, 80, 85, 90, 110 veces el ruido, de 3.5 mJybeam⁻¹. Se ha marcado la posición central entre ellos dos picos internos (cercano a la posición del objeto masivo) con una línea a trazos vertical, así como la velocidad central del C¹⁸O (2–1) obtenida del ajuste gaussiano al espectro para MM1 (–17.56 km s⁻¹) con una línea a trazos horizontal.

El movimiento kepleriano se obtiene al igualar la fuerza centrípeta ($F_c = mv^2/r$) con la fuerza gravitacional ($F_G = GmM/r^2$), de donde se puede despejar la velocidad:

$$V = \sqrt{\frac{GM}{r}}, \quad (4.8)$$

donde G es la constante gravitacional ($G = 6.6726 \times 10^{-8} \text{ dyn cm}^2 \text{ g}^{-2}$), M es la masa del objeto central y r el radio. Como se puede ver, el movimiento kepleriano está caracterizado por una dependencia de la velocidad con la raíz cuadrada del radio.

Con el fin de ajustar la curva de la ecuación a nuestros datos de C¹⁸O (2–1) se dibujó el diagrama posición-velocidad con contornos muy seguidos (ver el pie de la Fig. 4.6) de forma que quedara bien definida la curva del movimiento kepleriano. Se tomaron valores

sobre la curva definida por el contorno más alto en el diagrama posición-velocidad cada tres pixeles (medio haz), sólomente en la parte inferior del diagrama, que es donde se observa el patrón kepleriano. Los datos medidos en el diagrama se listan en la Tabla 4.5.

Radio (arcsec)	Velocidad (km s ⁻¹)
6.48	-18.76
6.03	-18.62
5.58	-18.61
5.13	-18.45
4.68	-18.44
4.23	-18.43
3.78	-18.26
3.33	-17.77
2.88	-17.77
2.43	-17.78
1.98	-17.86
1.53	-18.13
1.08	-18.30
0.63	-18.51
0.18	-18.75
-0.27	-19.52
-0.72	-22.26

Tabla 4.5: Datos obtenidos para la posición y la velocidad del movimiento kepleriano en el diagrama posición velocidad del C¹⁸O(2-1) de la Fig. 4.6.

Como la posición del objeto masivo central se tomó el punto medio entre las dos fuentes más intensas del diagrama (en los offsets -2 y 0 arcsec), siendo éste de -0.86 arcsec, marcado en la Fig. 4.6 con una línea vertical a trazos. Así pues, a los offsets reportados en la Tabla 4.5 se les suma la posición del objeto central. Por otro lado, se realizó un ajuste gaussiano al espectro de C¹⁸O(2-1) para MM1, dando una velocidad de -17.56 km s⁻¹. Esta velocidad se restó a cada una de las velocidades listadas en la Tabla 4.5.

Una vez hecho esto, se utilizó *Python* para ajustar los datos con la curva del movimiento kepleriano y se obtuvo una masa de $24 M_{\odot}$. El resultado se puede ver en la Fig. 4.7, junto con las curvas correspondientes a las masas de 5 y $30 M_{\odot}$ como referencia.

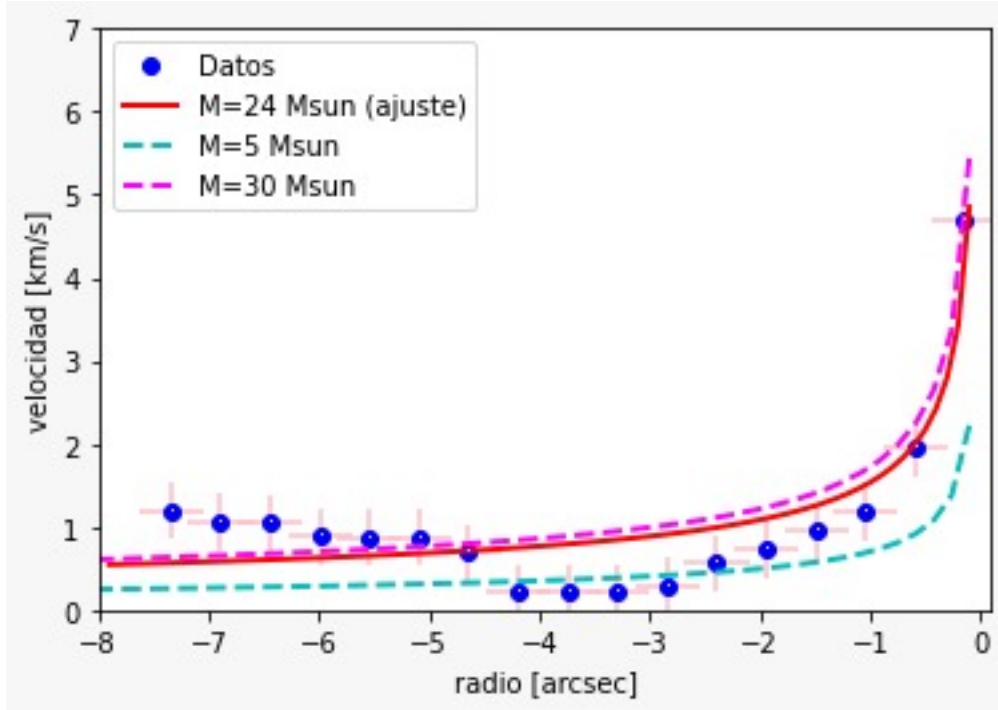


Figura 4.7: Curva del movimiento Kepleriano utilizando un corte de este a oeste a través de MM1. La curva roja corresponde al mejor ajuste a los puntos observados (azules), mientras que las curvas a trazos sirven de referencia.

Las barras de error adaptadas corresponden a la resolución espectral del $C^{18}O(2-1)$ (0.34 km s^{-1}), y a 0.29 arcsec que es la incertidumbre en la posición para la resolución señal-ruido más baja del diagrama, de 3, tomada como $\frac{h\alpha z}{S/N}$.

Capítulo 5

Discusión

5.1. Asociación de la fuente óptica con la milimétrica

Una de las suposiciones clave en este trabajo es que la fuente óptica esta asociada con la fuente milimétrica. Esta suposición está favorecida por el hecho de que la fuente infrarroja de 2MASS y la fuente milimétrica detectada con OVRO están desplazadas tan sólo 0.27 arcsec, que está dentro de la incertidumbre en la posición de estos dos telescopios.

Ahora bien, actualmente ya disponemos de los datos de Gaia para esta fuente, así como los datos de ALMA presentados en esta tesis, y estos dos instrumentos tienen incertidumbres en la posición mucho mejores que 2MASS y OVRO. Por tanto, en esta sección nos planteamos si la posición de la fuente detectada con Gaia es consistente con la posición de la fuente MM1 detectada con ALMA en esta tesis.

Se buscó en Gaia Early Data Release 3 una posible contraparte de I19520 dentro de un radio de 2 arcsec, y se encontró una fuente con coordenadas de ascensión recta 19:54:05.8608 y una declinación de +28:07:40.6199. Por otro lado, la posición de MM1 obtenida del ajuste gaussiano (ver Tabla 3.1) es de 19:54:05.848 y +28:07:40.59 lo que corresponde a un desplazamiento en el cielo de 0.171 y 0.023 arcsec.

La incertidumbre en la posición de un objeto observado con un interferómetro depende

tanto de la relación señal a ruido con la que se detecta este objeto como de la dispersión de las fases de las visibilidades de los calibradores, ϕ_{rms} . La primera contribución se puede estimar mediante la expresión $0.45 \theta_{\text{haz}}/SNR$ (Reid et al. 1988), que en nuestro caso corresponde a 0.003 arcsec. La segunda contribución se puede estimar mediante la expresión $\theta_{\text{haz}} \phi_{\text{rms}}/360$ (donde ϕ_{rms} se da en grados). En nuestro caso $\phi_{\text{rms}} = 55$, por lo que la incertidumbre en la posición debida a este efecto es de 0.13 arcsec.

Así pues, la incertidumbre de la posición de la fuente de ALMA es ligeramente menor que la diferencia entre las posiciones de ALMA y Gaia, lo que sugeriría que no son el mismo objeto. Pero si en lugar de tomar la posición de MM1 que resulta del ajuste gaussiano tomamos la posición del pixel de la intensidad de pico, encontramos las coordenadas 19:54:05.852 y +28:07:40.60, que corresponden a un desplazamiento en el cielo de 0.116 y 0.023 arcsec. Este desplazamiento es más pequeño que la incertidumbre en la posición de ALMA, por lo que sí es posible que las dos fuentes estén asociadas físicamente al mismo objeto.

Además, el análisis del espectro óptico de I19520 sugiere que es un objeto caliente que está fotoionizando el gas circunestelar y que está impulsando un viento denso y compacto (Sánchez Contreras et al. 2008), sugiriendo que es un objeto joven y masivo. Por último, datos preliminares tomados para estudiar la variabilidad en el óptico con el telescopio Joan Oró situado en el Observatorio Astronómico del Montsec, en Lleida y que consta de un diámetro de 80 cm, indican que la fuente óptica es variable, como se puede ver en la Fig. 5.1, lo cual es consistente con eventos de acreción. Actualmente se está llevando a cabo una campaña observacional con el instrumento RATIR de San Pedro Martir, Baja California para continuar los estudios de variabilidad de la fuente óptica.

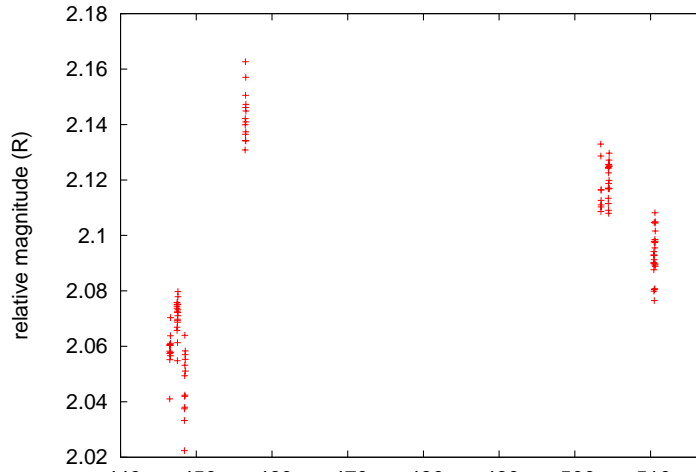


Figura 5.1: Datos tomados con el Telescopi Joan Oró de Catalunya en donde se muestran indicios de variabilidad.

5.2. Comparación con los modelos de Hosokawa y Kuiper

En los capítulos anteriores hemos presentado los resultados obtenidos con ALMA de la fuente candidata a estrella joven masiva hinchada I19520. Los parámetros principales que hemos obtenido son una tasa de acreción de $\sim 5 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ y una masa dinámica del objeto central de $\sim 24 M_{\odot}$. Nuestra hipótesis de trabajo es que este objeto es una estrella hinchada. En esta sección compararemos los resultados aquí obtenidos con los esperados por los modelos.

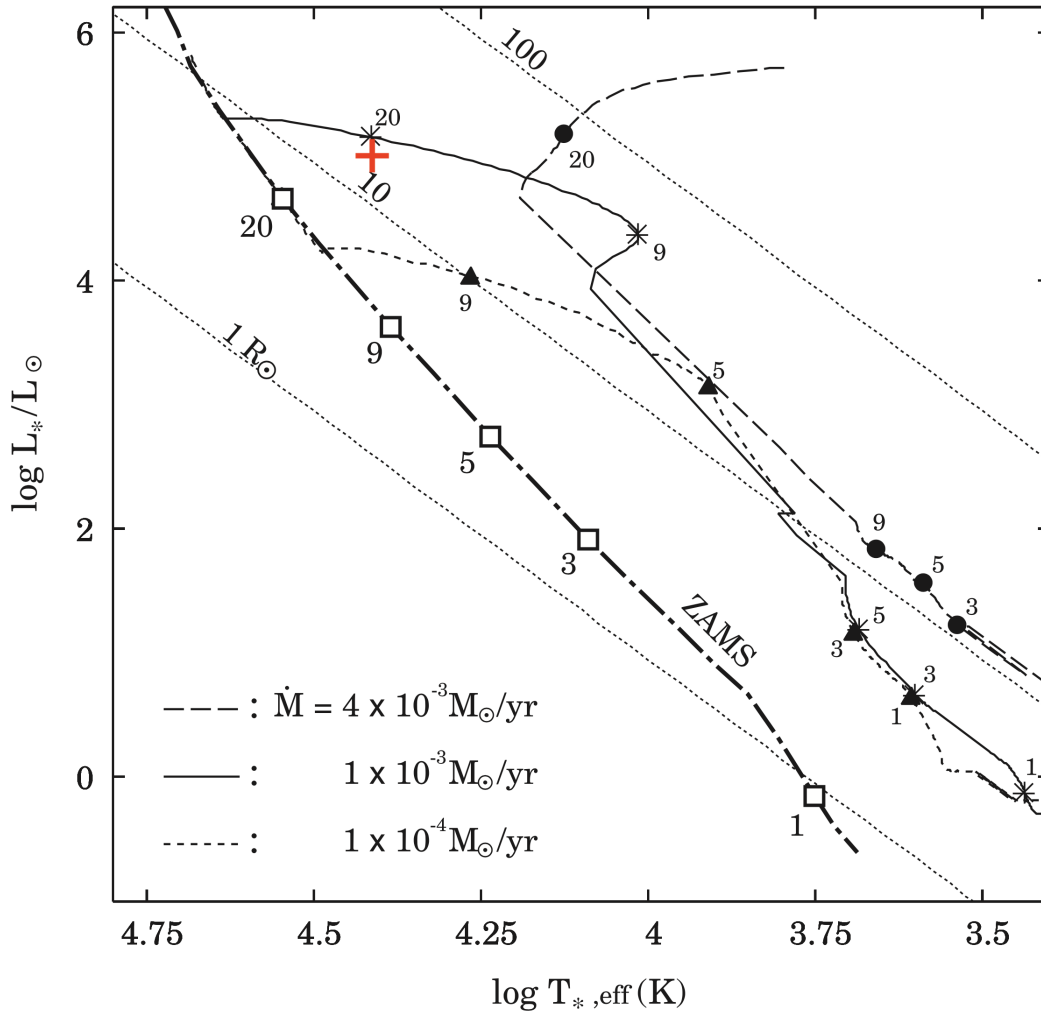


Figura 5.2: Diagrama HR con trazas evolutivas para estrellas hinchadas con tres tasas de acreción usadas por Hosokawa et al. (2010) en donde se ha marcado con una cruz roja la posición de I19520. Los símbolos de círculo, cuadrado, triángulo y estrella indican las épocas en las que la masa estelar alcanza 1, 3, 5, 9 y 20 M_{\odot} . Las líneas punteadas delgadas corresponden al radio estelar en $R_* = 1, 10$ y $100R_{\odot}$.

Un modelo de estrella hinchada lo desarrolló Hosokawa et al. en 2009 y 2010. En la Fig 14 de Hosokawa et al. (2010) se presenta un diagrama HR con las trazas evolutivas obtenidas para estrellas hinchadas bajo diferentes tasas de acreción. En la Fig 5.2 mostramos este mismo diagrama con la posición de I19520 marcada con una cruz roja, donde hemos tomado una temperatura efectiva de 27000 K y una luminosidad bolométrica de $10^5 L_{\odot}$ (Palau et al. 2013). Como se puede ver en la figura, I19520 se encuentra entre las trazas evolutivas que corresponden a 10^{-4} y $10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, muy consistente con el valor que nosotros encontramos de $5 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ en la sección 4.4. Por otro lado, I19520 se

encuentra muy cerca de la posición esperada para una estrella de $20 M_{\odot}$, de nuevo consistente con la masa dinámica que se obtuvo del movimiento kepleriano en la sección 4.5.

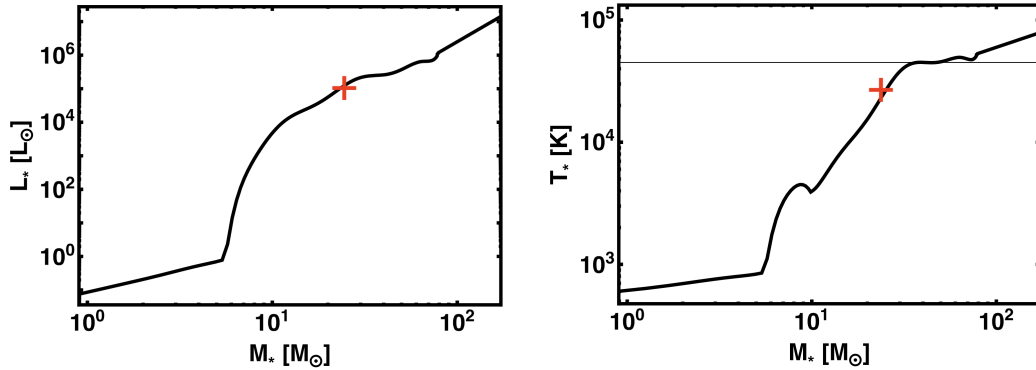


Figura 5.3: La primera imagen corresponde al diagrama de luminosidad mientras que la segunda corresponde al diagrama de la temperatura fotosférica, ambas en función la masa estelar. Se ha marcado con una cruz roja donde se localiza I19520 en ambas gráficas. En ambos diagramas no se incluyó la contribución de la acreción. (Imágenes adaptadas Kuiper & Hosokawa (2018))

Otro modelo de estrellas masivas que incluye la fase de hinchamiento es el de Kuiper & Hosokawa (2018). De nuevo, y como un test de consistencia, se ha comparado los parámetros obtenidos para I19520 con las predicciones de este modelo. La Fig 5.3 presenta los diagramas de luminosidad frente a masa estelar (panel izquierdo) y temperatura efectiva frente a masa estelar (panel derecho) con los valores de I19520 marcados con una cruz roja. Como se puede ver los parámetros medidos para I19520 son muy consistentes con este modelo.

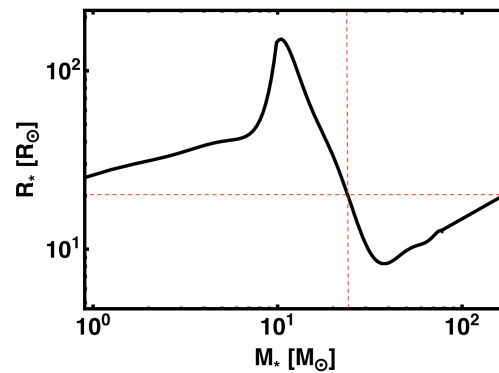


Figura 5.4: Radio en función de la masa estelar. Las líneas a trazos corresponden a la posición de I19520 y cuyo radio corresponde a $20 R_{\odot}$. (Adaptada de Kuiper & Hosokawa (2018))

Kuiper & Hosokawa (2018) presentan también un diagrama del radio estelar frente a la masa estelar. El valor de $24 M_{\odot}$ determinado en este trabajo corresponde con un radio de $20 R_{\odot}$.

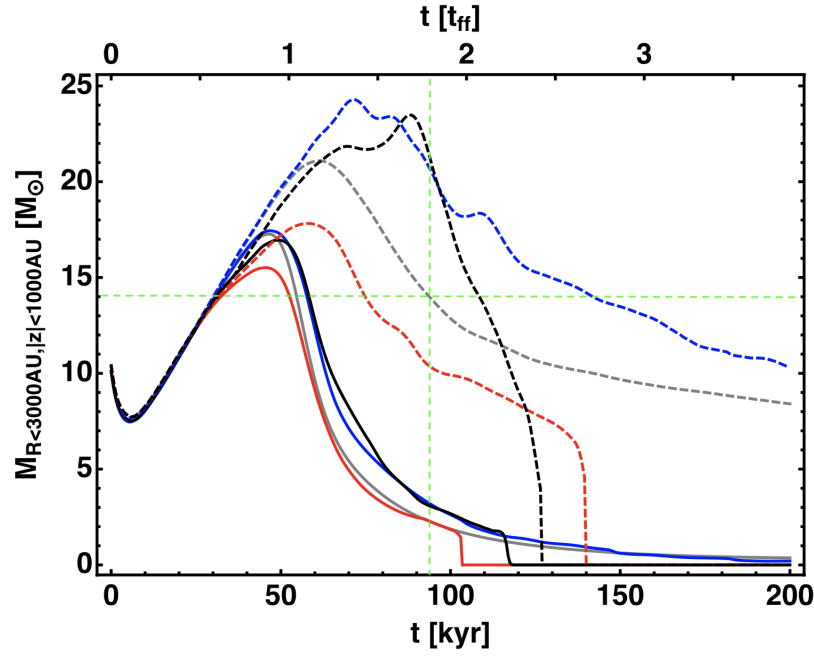


Figura 5.5: Diagrama de la masa del disco en función del tiempo. Las líneas verde a trazos corresponden a la localización e I19520. (Adaptada de Kuiper & Hosokawa (2018))

Para determinar otros parámetros, como la edad y la tasa de acreción, usando el modelo de Kuiper & Hosokawa (2018) es necesario conocer la masa y el tamaño del gramo donde está sumergida la protoestrella masiva. En nuestro caso podemos estimar estos parámetros de Bolocam a 1.1 mm, mostrados en el panel derecho de la Fig. 1.8 de este trabajo. El flujo medido por Bolocam en esta región es de 0.7 Jy que corresponde a unas $600 M_{\odot}$ suponiendo una temperatura de polvo de 30 K. El tamaño del gramo es de ~ 1 pc. Por tanto el modelo de Kuiper & Hosokawa (2018) que mejor se adapta a nuestro caso es el denominado '1.0pc-PO', donde se toma en cuenta únicamente la retroalimentación por el flujo molecular (ver Tabla 1 de Kuiper & Hosokawa 2018). En la Fig 5.5 se presenta un diagrama de la masa del disco medida dentro de un radio de 3000 UA frente al tiempo. 3000 UA a la distancia de I19520 corresponden a 0.33 arcsec. Como el haz de la imagen del continuo a 1.3 mm aquí estudiada es de 0.8 arcsec, para medir esta masa del disco usamos

la intensidad de pico en MM1 que es de $23.6 \text{ mJy beam}^{-1}$. Tomando una temperatura de 50 K obtenemos una masa del disco de $24 M_{\odot}$, lo que corresponde a una edad de 94000 años. Una vez conocida la edad, el modelo de Kuiper & Hosokawa (2018) predice una cierta tasa de acreción, como se puede ver en la Fig. 5.6, de donde obtenemos una tasa de acreción de $4.2 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, muy consistente con la tasa de acreción medida en este trabajo con los datos de ALMA de $4.6 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

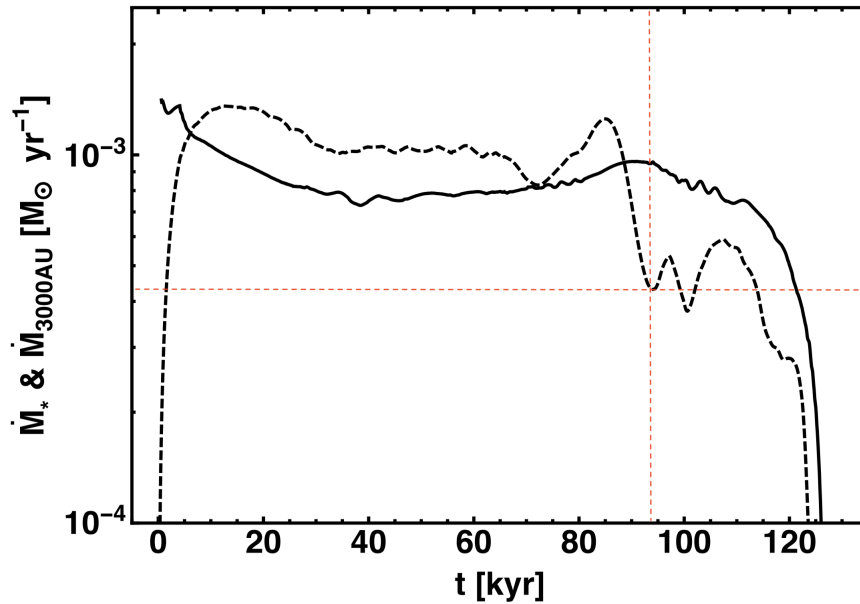


Figura 5.6: Diagrama de la tasa de acreción en función del tiempo en donde se marca con líneas rojas a trazos la ubicación de I19520. La línea continua es la tasa de acreción de disco a estrella y la línea discontinua es de envoltura a disco.

5.3. Desviaciones del movimiento Kepleriano

En la sección 4.5 estudiamos el diagrama posición-velocidad en la dirección este-oeste de MM1, y se vio que presenta un movimiento aproximadamente kepleriano. El ajuste que se realizó muestra que la curva kepleriana reproduce muy bien los datos para los radios más pequeños, menores a 0.6 arcsec, que corresponde a unas 5000 UA. Más allá de estos radios las velocidades observadas parecen ser subkeplerianas, hasta radios de 4 arcsec. Para radios mayores que 4 arcsec las velocidades observadas se vuelven súperkeplerianas. Trabajos previos en protoestrellas masivas también han encontrado movimientos subkeplerianos

(Wang et al. 2012 en AFGL2591-VLA3, Sanna et al. 2018 en G23.01-0.41).

Esto es muy consistente con lo que encuentran Kuiper & Hosokawa (2018). Estos autores muestran que durante la fase de acreción activa de las grandes escalas el borde del disco exterior está en equilibrio entre la fuerza centrífuga por un lado y, por el otro lado, la fuerza gravitacional y la presión ram del material en caída. Esto es lo que podría estar ocurriendo en I19520 para radios mayores que 4 arcsec. En cambio, eventualmente el disco exterior estará en equilibrio entre la fuerza gravitacional por un lado, y la fuerza centrífuga y la presión de radiación por otro lado, lo que daría lugar a una zona del disco con velocidades subkeplerianas, que en nuestro caso correspondería a la región de radios de 2 a 4 arcsec. Se necesita más observaciones para poner a prueba esta interpretación.

5.4. Comparación con otras regiones similares

En I19520 se ha encontrado una red de unos seis filamentos que parecen converger y estar acretando material hacia el núcleo denso donde está la protoestrella masiva. Estos resultados se parecen mucho a los encontrados por Peretto et al. (2013) en la nube oscura en el infrarrojo SDC335.579-0.272, donde varios filamentos convergen hacia un grumo muy masivo. Así mismo estos resultados son consistentes con los escenarios más recientes propuestos por Motte et al. (2018) y Kumar et al. (2020), donde la relación entre el material a gran escala y la estrella masiva es crucial para comprender la forma en que ésta gana material.

Capítulo 6

Conclusiones

Se presentaron resultados de las observaciones interferométricas de la emisión de continuo a 1.3 mm y ocho transiciones de las moléculas ^{13}CO , C^{18}O , DCN , C_3H_2 , CH_3OH y H_2CO con el interferómetro de ALMA, hacia la fuente I19520 que es un candidato a protoestrella masiva hinchada. Nuestras principales conclusiones se pueden resumir en los siguientes puntos:

1. La emisión del continuo a 1.3 mm está dominada por una fuente milimétrica conocida como MM1 asociada a la protoestrella masiva, que presenta emisión muy extendida y dos estructuras filamentosarias que se extienden a unos 10 arcsec hacia el norte. A unos ~ 5 arcsec al sur, oeste y noroeste de MM1 se detectaron otras tres fuentes, llamadas MM2, MM3 y MM4, las cuales están ligeramente más resueltas y se detectó otra más, MM5, unos 15 arcsec al (sur)este de MM1. Las masas totales de gas en estas fuentes son de ~ 1 a $\sim 61 M_{\odot}$.
2. Se detectaron seis estructuras filamentosarias presentes en C^{18}O (2-1), H_2CO (3_{0,3}-2_{0,2}) y en algunos casos, también en CH_3OH (4-3) y C_3H_2 (6-5). Estos filamentos están distribuidos radialmente y convergen en MM1. Los espectros de estos filamentos muestran perfiles asimétricos con exceso al azul, un indicador de material en caída, para todos los filamentos excepto uno, SF2. Además, se encontraron gradientes de velocidad en todos los filamentos excepto el que no presenta indicios de material en

caída. Todo ello es consistente con un escenario en el que material fluyendo a lo largo de los filamentos alimenta el núcleo denso central que alberga a la estrella masiva.

3. Combinando los resultados de ajustes gaussianos a los espectros de $C^{18}O(2-1)$ y $H_2CO(3_{0,3}-2_{0,2})$ para cada filamento, se calcularon sus parámetros físicos y en particular la tasa de acreción, obteniendo una tasa de acreción total de $4.6 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.
4. Se encontró un patrón de movimiento kepleriano en un diagrama posición-velocidad siguiendo un corte en la dirección este-oeste y pasando por MM1. Un ajuste de mínimos cuadrados indica una masa del objeto central de $24 M_{\odot}$.
5. La posición de la fuente MM1 es consistente con la posición de la fuente óptica detectada por Gaia dentro de las incertidumbres en posición de ALMA.
6. Con los parámetros derivados anteriormente, se comparó el caso de I19520 con los modelos teóricos de estrellas hinchadas de Hosokawa et al. (2010) y Kuiper & Hosokawa (2018), encontrando que la tasa de acreción esperada según el modelo es de $4.2 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, un excelente acuerdo con la tasa medida con nuestros datos. Además, se determinó una edad de 94000 años y un radio de la estrella de $20 R_{\odot}$ para I19520.

En este trabajo se presentó evidencia de que I19520 es una protoestrella masiva formándose en un núcleo denso masivo que es el centro donde confluyen varios filamentos, lo que es muy consistente con los más recientes escenarios de formación de estrellas masivas. Además, se ha mostrado evidencia de que las propiedades medidas para I19520 son muy consistentes con las predichas por los modelos de estrellas hinchadas, lo que favorece completamente la hipótesis que motivó este trabajo.

Capítulo 7

Apéndice

7.1. Diagramas posición velocidad para el H_2CO ($3_{0,3} - 2_{0,2}$)

En esta sección se muestran los diagramas posición velocidad para los seis filamentos detectados para la transición molecular H_2CO ($3_{0,3} - 2_{0,2}$), con el fin de encontrar indicios de material que fluya a lo largo de ellos.

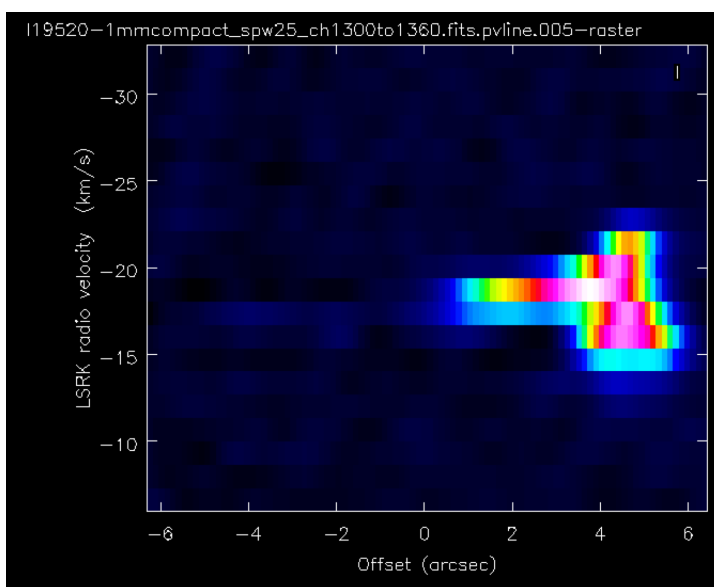


Figura 7.1: Diagrama posición velocidad para el filamento NF1 usando el H_2CO ($3_{0,3} - 2_{0,2}$)

La Fig 7.1 muestra el diagrama posición-velocidad a lo largo del filamento detectado NF1. Se puede apreciar emisión intensa asociada a la posición de 4 arcsec que cubre un rango de velocidades grande, de -23 a -15 km s^{-1} . En cambio, para offsets más pequeños existe un gradiente de velocidad muy ligero de -18 hasta -17 km s^{-1} .

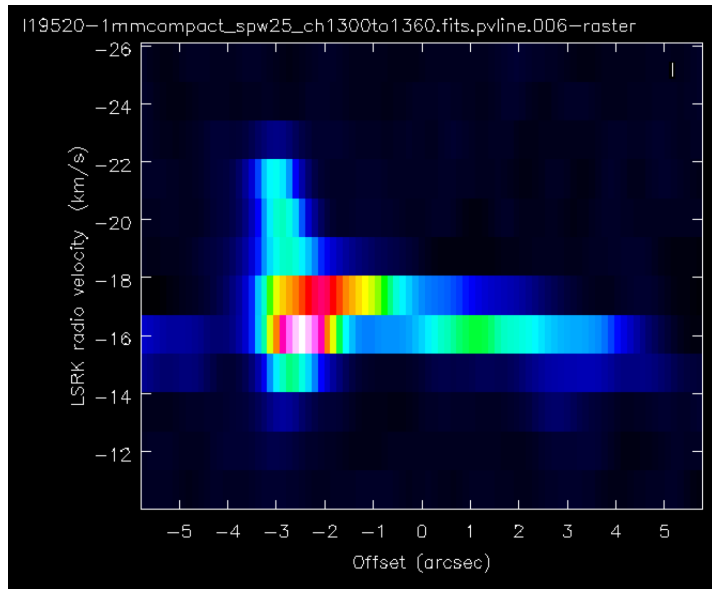


Figura 7.2: Diagrama posición velocidad para el filamento NF2 usando el $\text{H}_2\text{CO} (3_{0,3} - 2_{0,2})$

En la Fig. 7.2 muestra el diagrama para el filamento NF2. Se puede apreciar emisión intensa a la posición de -3 arcsec que cubre un rango de velocidades de -12 a -23 km s^{-1} , y para rangos más grandes de offset existe un gradiente de velocidad que va de -18 a 13 km s^{-1} .

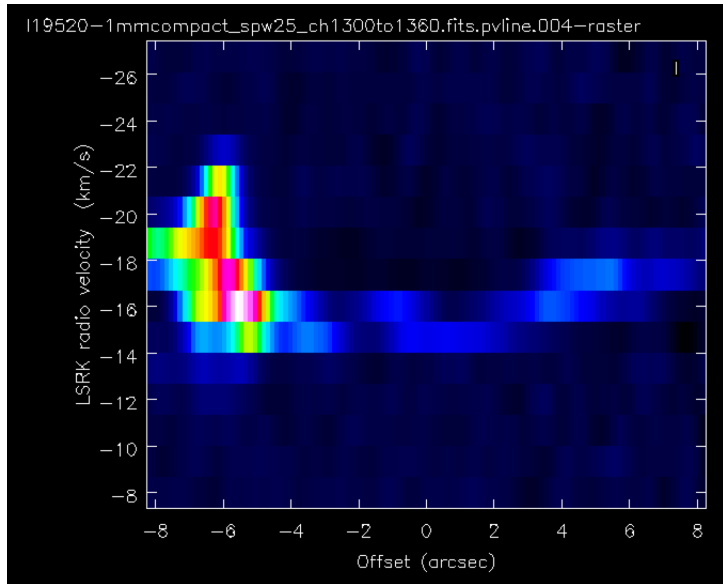


Figura 7.3: Diagrama posición velocidad para el filamento SF3 usando el $\text{H}_2\text{CO} (3_{0,3} - 2_{0,2})$

Así mismo, en el filamento SF3, mostrado en la Fig. 7.3, se aprecia un gradiente de velocidad que va de -19 a -14 km s^{-1} para rangos desde -4 arcsec a offset mayores. Además de una emisión intensa a -8 arcsec que cubre un velocidades de -12 hasta -23 km s^{-1} .

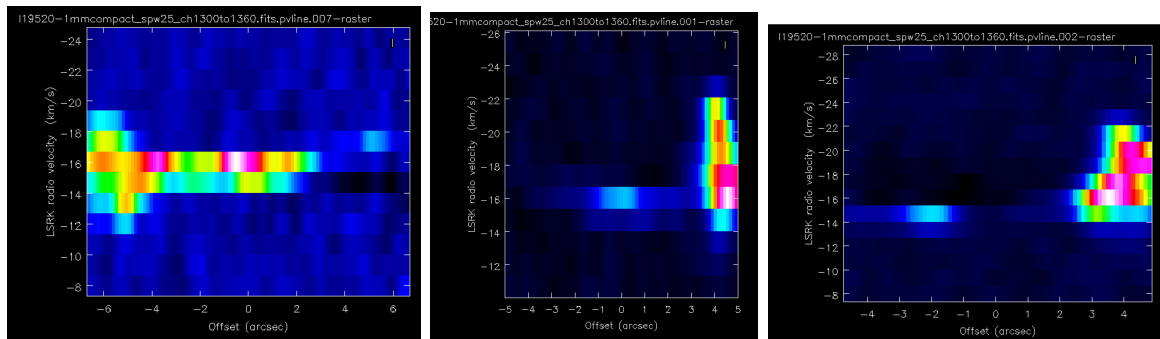


Figura 7.4: Diagramas de posición-velocidad para los filamentos NF1 (izquierda), SF1 (en medio) y SF2 (derecha) usando el $\text{H}_2\text{CO} (3_{0,3} - 2_{0,2})$

En la Fig. 7.4 muestra tres paneles que corresponden a los filamentos NF1, SF1 y SF2. Se aprecia una fuerte emisión, en cada uno de ellos, que corresponde a la fuente milimétrica MM1 pero por defectos de CASA están invertidos. Además, no se aprecia ningún gradiente de velocidad en ninguno de los tres filamentos.

7.2. Cinemática a través de los filamentos

La Fig. 7.5 muestra el diagrama posición-velocidad del $C^{18}O$ (2-1) en la dirección perpendicular a la estructura filamentaria SF1. El corte tiene un ángulo de posición de 117° , el filamento SF1 tiene un ángulo de posición, PA, de 27° y está promediado en 9 píxeles. Se puede apreciar claramente un gradiente de velocidad desde -4 hasta -1 arcsec. Esto es consistente con acreción del ambiente hacia el filamento, pero debería estudiarse en más detalle para confirmarlo.

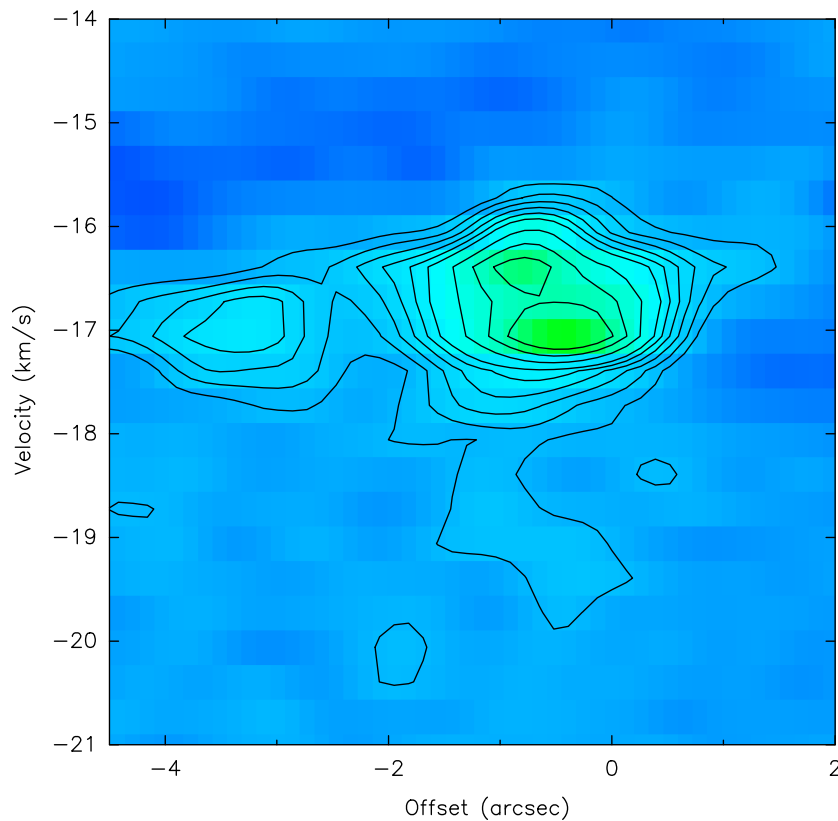


Figura 7.5: Diagrama perpendicular a la estructura SF1 de la transición $C^{18}O$ (2-1). Los contornos corresponden a 3, 6, 9, 12, 15, 18, 24, 30, 36 veces el ruido de $0.0021 \text{ Jy beam}^{-1}$.

La Fig. 7.6 muestra el diagrama posición velocidad del H_2CO ($3_{0,3}-2_{0,2}$) con un corte perpendicular a SF1. El corte tiene un ángulo de posición de -96° y está promediado en 9 píxeles. Se puede apreciar un gradiente de velocidad del offset -1.5 a 1 arcsec.

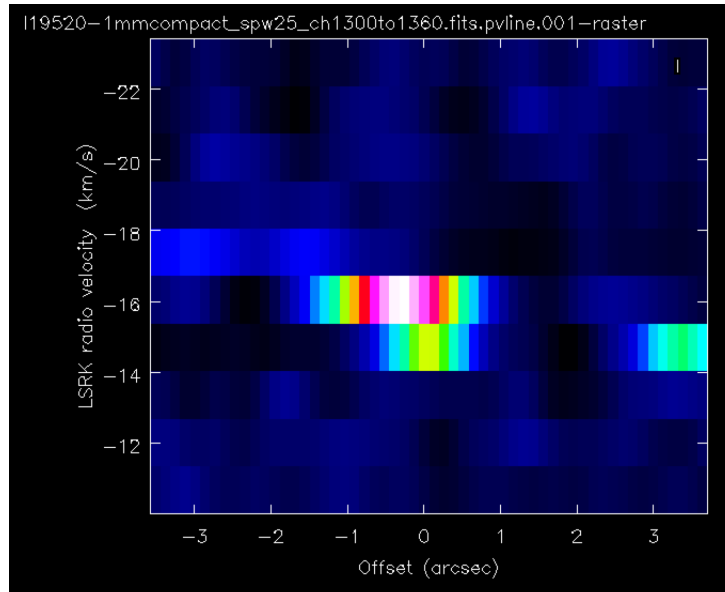


Figura 7.6: Diagrama a través del filamento SF1 de la transición $\text{H}_2\text{CO} (3_{0,3}-2_{0,2})$.

7.3. Cinemática de un posible disco asociado a MM1, sin éxito

Se puede ver en la Fig. 7.7 el diagrama posición-velocidad para el $\text{C}^{18}\text{O} (2-1)$ pero con un corte hacia la estructura filamentaria NF1 con un ángulo de posición de -5.38° . Se aprecia una emisión intensa con gradiente de velocidad, además de subestructuras, pero no se puede identificar ningún patrón kepleriano.

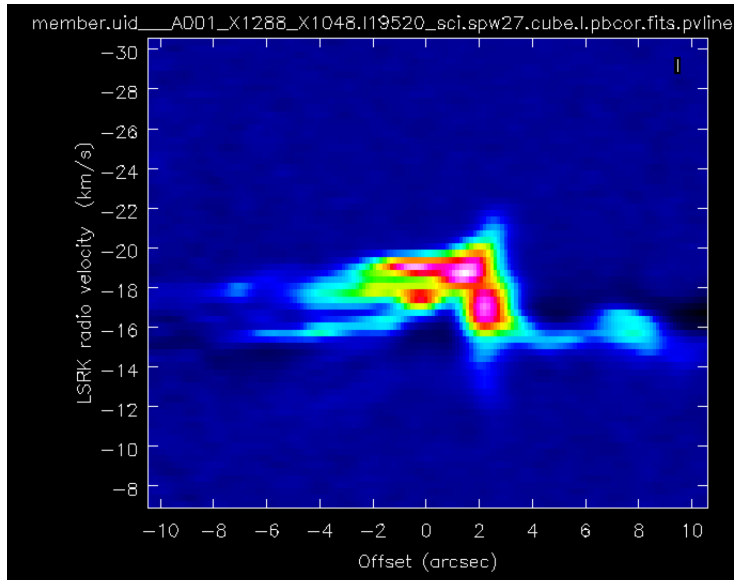


Figura 7.7: Corte en dirección del filamento NF1 del $C^{18}O(2-1)$

La Fig. 7.8 corresponde al diagrama posición-velocidad del DCN. El corte se realizó a través de MM1 y tiene un ángulo de posición de -89.1° . Se aprecia un gradiente de velocidad de -14 a -22 km s^{-1} . No se puede distinguir un perfil kepleriano, sin embargo, puede ser esto debido a una falta de sensibilidad y resolución espectral.

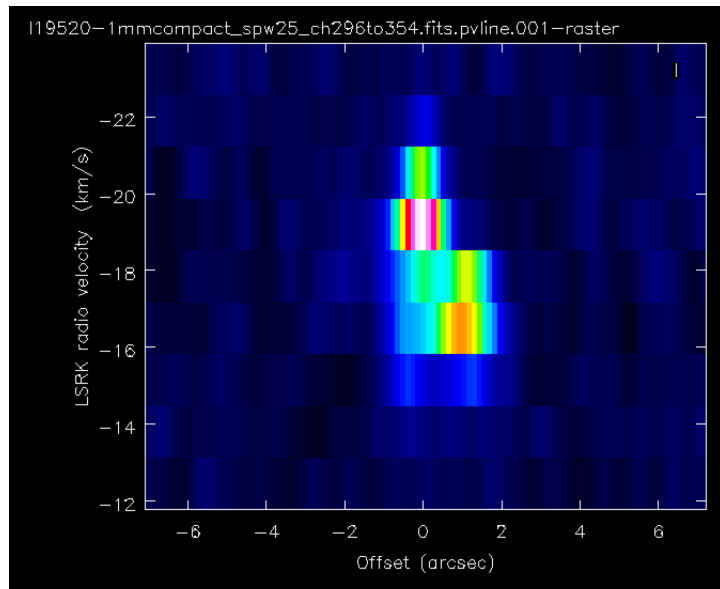


Figura 7.8: Corte en MM1 de DCN

La Fig. 7.9 muestra el diagrama posición-velocidad del DCN pero con un corte realizado

en la dirección del filamento NF1, tiene un ángulo de posición de 154.98° . Se aprecia un gradiente de velocidad desde -25 hasta -15 km s^{-1} .

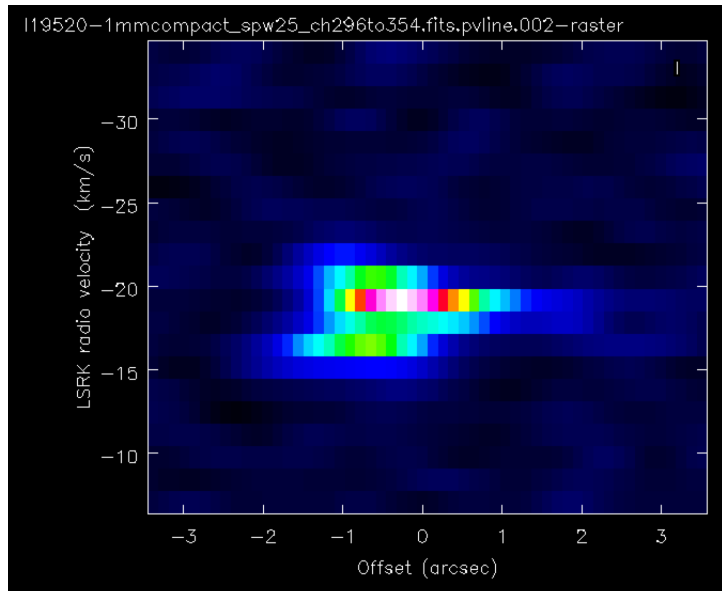


Figura 7.9: Corte en la dirección de la estructura NF1 del DCN

7.4. Programa usado para ajustar el movimiento Kepleroiano

El siguiente programa es elaborado en *Python* para reproducir las curvas de la Fig. 4.7 en donde se hizo un ajuste del movimiento kepleroiano.

```
import numpy as np #Librería numérica
import matplotlib.pyplot as plt
from numpy import array
from numpy import linspace
from scipy.optimize import leastsq

r0 = np.linspace(0.1, 8, 50)
G1= 6.673e-11 #cte gravitacional [m^3/(kg*s^2)]
```

```

d0=9000          #[pc] distancia a I19520
ua= 1.4960e13    # 1ua = 1.4960e13 [cm]
msun= 1.9891e30  #1Msun= 1.9891e30 [kg]
M0=30           #[Msun]

d= r0*d0*ua      #[cm] radio en cm
r=d/100          #[m]
M1=M0*msun       #[Kg]

v0=np.sqrt((G1*M1)/r)      #[m/s]
v=v0/1000                  #[km/s]

M0a=110                 #[Msun]
M1a=M0a*msun
v0a=np.sqrt((G1*M1a)/r)      #[m/s]
va=v0a/1000                 #[km/s]

# Datos
p=array([5.20,4.81,4.42,4.03,3.64,3.25,2.86,2.47,2.08,1.69,1.30,0.91])
posi=p-0.7  #[']
posi1=posi*d0*ua      #[cm]
posicion=posi1/100    #[m]

velo=array([17.72,17.73,17.87,18.01,18.05,18.18,18.36,18.44,18.51,18.79,20.77,22.87])
velocidad= (velo-16.771)*1000  #m/s

#define la funcion de residuos
#datos-modelo

def residuos(p,y,x):

```

```

M=p
#G,M=p
error= np.abs(y- np.sqrt((6.673e-11*M)/x))
return error

#parámetro inicial
p0=[7.26e31]          #valor de la masa en kg que son 36.5 [Msun]

#ajuste por minimos cuadrados
ajuste = leastsq(residuos, p0, args=(velocidad, posicion))

#ajuste
print (ajuste[0])
M= ajuste[0]/msun
print('Masa ajuste [Msun]= ',M)

#define la función modelo, para representarla gráficamente
def funcion(x,p):
    return np.sqrt((6.673e-11*p[0])/x)

#se generan datos a partir del modelo para representarlo
x0= np.arange(0.1,8,0.1)          #radio en ['']
posicion=(x0*d0*ua)              #radio en [cm]
x1=posicion/100                  #radio en [m]

y1=funcion(x1,ajuste[0])         # valor de la funcion modelo en los x

#gráficos
plt.plot(-posi,velocidad/1000, 'o', color='blue') #datos
plt.errorbar(-posi,velocidad/1000, yerr=0.33, xerr=0.85/3, color='pink', fmt=',')

```

```
plt.plot(-x0,y1/1000, 'r-',linewidth= 2)    #modelo

plt.plot(-r0, v,'--', color='magenta', linewidth= 2)
plt.plot(-r0, va, '--', color='c', linewidth= 2)

plt.xlabel('radio [arcsec]')
plt.ylabel('velocidad [km/s]')

plt.legend(('Datos', 'M=66 Msun (ajuste)', 'M=30 Msun', 'M=110 Msun'))
plt.xlim(-5, 0.1)
plt.ylim(0,10)
plt.savefig("curva_mov_keple.png")
plt.show()
```

Referencias

- Anglada, G., Rodriguez, L., Canto, J., Estalella, R., and Lopez, R. (1987). The spectral hallmark of a contracting protostellar fragment. *Astronomy and Astrophysics*, 186:280–286.
- Arquilla, R. and Kwok, S. (1987). Co observations of iras circular no. 9 sources 19520+ 2759 and 01133+ 6434-regions of star formation. *Astronomy and Astrophysics*, 173:271–278.
- Avison, A. and George, S. J. (2012). A graphical tool for demonstrating the techniques of radio interferometry. *European Journal of Physics*, 34(1):7–17.
- Barnes, A., Longmore, S., Avison, A., Contreras, Y., Ginsburg, A., Henshaw, J., Rathborne, J., Walker, D., Alves, J., Bally, J., et al. (2019). Young massive star cluster formation in the galactic centre is driven by global gravitational collapse of high-mass molecular clouds. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 486(1):283–303.
- Beltrán, M., Cesaroni, R., Rivilla, V., Sánchez-Monge, Á., Moscadelli, L., Ahmadi, A., Allen, V., Beuther, H., Etoke, S., Galli, D., et al. (2018). Accelerating infall and rotational spin-up in the hot molecular core g31. 41+ 0.31. *Astronomy & Astrophysics*, 615:A141.
- Beltrán, M. and de Wit, W.-J. (2016). Accretion disks in luminous young stellar objects. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 24(1):6.
- Beltrán, M. T., Cesaroni, R., Codella, C., Testi, L., Furuya, R. S., and Olmi, L. (2006). Infall of gas as the formation mechanism of stars up to 20 times more massive than the sun. *Nature*, 443(7110):427–429.

- Bernasconi, P. A. and Maeder, A. (1996). About the absence of a proper zero age main sequence for massive stars. *Astronomy and Astrophysics*, 307:829–839.
- Beuther, H., Churchwell, E. B., McKee, C. F., and Tan, J. C. (2006). The formation of massive stars. *arXiv preprint astro-ph/0602012*.
- Beuther, H., Henning, T., Linz, H., Feng, S., Ragan, S., Smith, R., Bihl, S., Sakai, T., and Kuiper, R. (2015). Hierarchical fragmentation and collapse signatures in a high-mass starless region. *Astronomy & Astrophysics*, 581:A119.
- Beuther, H., Schilke, P., Menten, K., Motte, F., Sridharan, T., and Wyrowski, F. (2002). High-mass protostellar candidates. ii. density structure from dust continuum and cs emission. *The Astrophysical Journal*, 566(2):945.
- Bonnell, I., Clarke, C., Bate, M., and Pringle, J. (2001). Accretion in stellar clusters and the initial mass function. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 324(3):573–579.
- Bonnell, I. A. and Bate, M. R. (2002). Accretion in stellar clusters and the collisional formation of massive stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 336(2):659–669.
- Bonnell, I. A. and Bate, M. R. (2006). Star formation through gravitational collapse and competitive accretion. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 370(1):488–494.
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., and Zinnecker, H. (1998). On the formation of massive stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 298(1):93–102.
- Buzzoni, A. (2002). Ultraviolet properties of primeval galaxies: theoretical models from stellar population synthesis. *The Astronomical Journal*, 123(3):1188.
- Cabedo, V., Maury, A., Girart, J. M., and Padovani, M. (2021). Structured velocity field in the inner envelope of b335: Alma observations of rare co isotopologues. *Astronomy & Astrophysics*, 653:A166.

- Cesaroni, R., Beltrán, M., Zhang, Q., Beuther, H., and Fallscheer, C. (2011). Dissecting a hot molecular core: the case of g31. 41+ 0.31. *Astronomy & Astrophysics*, 533:A73.
- Chen, Z., Sun, W., Chini, R., Haas, M., Jiang, Z., and Chen, X. (2021). M17 mir: A massive protostar with multiple accretion outbursts.
- Churchwell, E. (2002). Ultra-compact hii regions and massive star formation. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 40(1):27–62.
- Contreras, C. S., Sahai, R., de Paz, A. G., and Goodrich, R. (2008). Echelle long-slit optical spectroscopy of evolved stars. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 179(1):166.
- Contreras Peña, C., Lucas, P., Kurtev, R., Minniti, D., Caratti o Garatti, A., Marocco, F., Thompson, M., Froebrich, D., Kumar, M., Stimson, W., et al. (2016). Infrared spectroscopy of eruptive variable protostars from vvv. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, page stw2802.
- Csengeri, T., Bontemps, S., Wyrowski, F., Megeath, S., Motte, F., Sanna, A., Wienen, M., and Menten, K. (2017). The ATLASGAL survey: The sample of young massive cluster progenitors. *Astronomy & Astrophysics*, 601:A60.
- Dobbs, C. L., Bonnell, I. A., and Clark, P. C. (2005). Centrally condensed turbulent cores: massive stars or fragmentation? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 360(1):2–8.
- Engels, D., Habing, H., Olmon, F., Schmid-Burgk, J., and Walmsley, C. (1985). A search for oh and h 2 o maser emission from unidentified iras sources. In *Mass Loss from Red Giants*, pages 211–212. Springer.
- Estalella, R. and Pons, G. A. (1997). *Introducción a la física del medio interestelar*. Universitat de Barcelona.
- Fernández-López, M., Arce, H., Looney, L., Mundy, L. G., Storm, S., Teuben, P., Lee, K., Segura-Cox, D., Isella, A., Tobin, J. J., et al. (2014). Carma large area star formation

- survey: observational analysis of filaments in the serpens south molecular cloud. *The Astrophysical Journal Letters*, 790(2):L19.
- Forgan, D., Ilee, J., Cyganowski, C., Brogan, C., and Hunter, T. (2016). Self-gravitating disc candidates around massive young stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 463(1):957–964.
- Frerking, M., Langer, W., and Wilson, R. (1982). The relationship between carbon monoxide abundance and visual extinction in interstellar clouds. *The Astrophysical Journal*, 262:590–605.
- Friesen, R., Bourke, T., Di Francesco, J., Gutermuth, R., and Myers, P. (2016). The fragmentation and stability of hierarchical structure in serpens south. *The Astrophysical Journal*, 833(2):204.
- Galván-Madrid, R. and Izquierdo, A. (2019). Alma observations and radiative transfer modelling of low-and high-mass star-forming systems. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 90:503.
- Galván-Madrid, R., Liu, H. B., Izquierdo, A. F., Miotello, A., Zhao, B., Carrasco-González, C., Lizano, S., and Rodríguez, L. F. (2018). On the effects of self-obscuration in the (sub) millimeter spectral indices and the appearance of protostellar disks. *The Astrophysical Journal*, 868(1):39.
- Gledhill, T. (2005). Axisymmetry in protoplanetary nebulae-ii. a near-infrared imaging polarimetric survey. *MONTHLY NOTICES OF THE ROYAL ASTRONOMICAL SOCIETY*, 356(3):883–898.
- Gong, Y., Belloche, A., Du, F., Menten, K., Henkel, C., Li, G., Wyrowski, F., and Mao, R. (2021). Physical and chemical structure of the serpens filament: Fast formation and gravity-driven accretion. *Astronomy & Astrophysics*, 646:A170.
- Gong, Y., Li, G., Mao, R., Henkel, C., Menten, K., Fang, M., Wang, M., and Sun, J. (2018). The serpens filament at the onset of slightly supercritical collapse. *Astronomy & Astrophysics*, 620:A62.

- Guzmán, A. E., Sanhueza, P., Zapata, L., Garay, G., and Rodríguez, L. F. (2020). A photoionized accretion disk around a young high-mass star. *The Astrophysical Journal*, 904(1):77.
- Hacar, A., Alves, J., Tafalla, M., and Goicoechea, J. R. (2017). Gravitational collapse of the omc-1 region. *Astronomy & Astrophysics*, 602:L2.
- Hajigholi, M., Persson, C., Wirström, E., Black, J. H., Bergman, P., Olofsson, A., Olberg, M., Wyrowski, F., Coutens, A., Hjalmarson, Å., et al. (2016). On the accretion process in a high-mass star forming region—a multitransitional thz herschel-hifi study of ammonia toward g34. 26+ 0.15. *Astronomy & Astrophysics*, 585:A158.
- Hoare, M., Kurtz, S., Lizano, S., Keto, E., and Hofner, P. (2007). Protostars and planets v, ed. *B. Reipurth, D. Jewitt & K. Keil*, pages 181–196.
- Hosokawa, T. and Omukai, K. (2009). Evolution of massive protostars with high accretion rates. *The Astrophysical Journal*, 691(1):823–846.
- Hosokawa, T., Yorke, H. W., and Omukai, K. (2010). Evolution of massive protostars via disk accretion. *The Astrophysical Journal*, 721(1):478–492.
- Hrivnak, B., Kwok, S., and Boreiko, R. (1985). Identification of iras oh/ir-like sources. *The Astrophysical Journal*, 294:L113–L115.
- Hu, B., Qiu, K., Cao, Y., Liu, J., Wang, Y., Li, G., Shen, Z., Li, J., Wang, J., Li, B., et al. (2021). Dr 21 south filament: A parsec-sized dense gas accretion flow onto the dr 21 massive young cluster. *The Astrophysical Journal*, 908(1):70.
- Issac, N., Tej, A., Liu, T., Varricatt, W., Vig, S., Ishwara Chandra, C., and Schultheis, M. (2019). Initial phases of high-mass star formation: a multiwavelength study towards the extended green object g12. 42+ 0.50. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 485(2):1775–1799.
- Jackson, J. M., Whitaker, J. S., Rathborne, J., Foster, J., Contreras, Y., Sanhueza, P., Stephens, I. W., Longmore, S., and Allingham, D. (2018). Asymmetric line profiles in

- dense molecular clumps observed in malt90: Evidence for global collapse. *The Astrophysical Journal*, 870(1):5.
- Kahn, F. (1974). Cocoons around early-type stars. *Astronomy and Astrophysics*, 37:149–162.
- Kirk, H., Myers, P. C., Bourke, T. L., Gutermuth, R. A., Hedden, A., and Wilson, G. W. (2013). Filamentary accretion flows in the embedded serpens south protocluster. *The Astrophysical Journal*, 766(2):115.
- Klaassen, P., Wilson, C., Keto, E., and Zhang, Q. (2009). Rotation of the warm molecular gas surrounding ultracompact h ii regions. *The Astrophysical Journal*, 703(2):1308.
- Kong, S., Tan, J. C., Caselli, P., Fontani, F., Liu, M., and Butler, M. J. (2017). A hunt for massive starless cores. *The Astrophysical Journal*, 834(2):193.
- Krumholz, M. R. and Bonnell, I. A. (2007). Models for the formation of massive stars.
- Kuiper, R. and Hosokawa, T. (2018). First hydrodynamics simulations of radiation forces and photoionization feedback in massive star formation. *Astronomy Astrophysics*, 616:A101.
- Kumar, M., Palmeirim, P., Arzoumanian, D., and Inutsuka, S. (2020). Unifying low-and high-mass star formation through density-amplified hubs of filaments-the highest mass stars (>100 mo) form only in hubs. *Astronomy & Astrophysics*, 642:A87.
- 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.
- Lee, K. I., Fernández-López, M., Storm, S., Looney, L. W., Mundy, L. G., Segura-Cox, D., Teuben, P., Rosolowsky, E., Arce, H. G., Ostriker, E. C., et al. (2014). Carma large area star formation survey: Structure and kinematics of dense gas in serpens main. *The Astrophysical Journal*, 797(2):76.
- Lewis, B., Eder, J., and Terzian, Y. (1985). Detection of oh radicals from iras sources. *Nature*, 313(5999):200–202.

- Liu, H. B., Galván-Madrid, R., Jiménez-Serra, I., Román-Zúñiga, C., Zhang, Q., Li, Z., and Chen, H.-R. (2015). Alma resolves the spiraling accretion flow in the luminous ob cluster-forming region g33. 92+ 0.11. *The Astrophysical Journal*, 804(1):37.
- Liu, S.-Y., Su, Y.-N., Zinchenko, I., Wang, K.-S., Meyer, D. M.-A., Wang, Y., and Hsieh, I.-T. (2020). Alma view of the infalling envelope around a massive protostar in s255ir sma1. *The Astrophysical Journal*, 904(2):181.
- Liu, T., Li, P. S., Juvela, M., Kim, K.-T., Evans II, N. J., Di Francesco, J., Liu, S.-Y., Yuan, J., Tatematsu, K., Zhang, Q., et al. (2018). A holistic perspective on the dynamics of g035. 39-00.33: the interplay between gas and magnetic fields. *The Astrophysical Journal*, 859(2):151.
- Louvet, F., Neupane, S., Garay, G., Russeil, D., Zavagno, A., Gomez, L., Guzman, A., Bronfman, L., and Nony, T. (2018). VizieR online data catalog: Starless mdcs of ngc6334 molecular spectra (louvet+, 2019). *VizieR Online Data Catalog*, pages J–A+.
- Maud, L., Cesaroni, R., Kumar, M., Rivilla, V., Ginsburg, A., Klaassen, P., Harsono, D., Sánchez-Monge, Á., Ahmadi, A., Allen, V., et al. (2019). Substructures in the keplerian disc around the o-type (proto-) star g17. 64+ 0.16. *Astronomy & Astrophysics*, 627:L6.
- McKee, C. F. and Tan, J. C. (2002). Massive star formation in 100,000 years from turbulent and pressurized molecular clouds. *Nature*, 416(6876):59–61.
- McKee, C. F. and Tan, J. C. (2003). The formation of massive stars from turbulent cores. *The Astrophysical Journal*, 585(2):850.
- Minier, V., Burton, M., Hill, T., Pestalozzi, M., Purcell, C., Garay, G., Walsh, A., and Longmore, S. (2005). Star-forming protoclusters associated with methanol masers. *Astronomy & Astrophysics*, 429(3):945–960.
- Moscadelli, L., Cesaroni, R., Beltrán, M. T., and Rivilla, V. M. (2021). The ionized heart of a molecular disk-alma observations of the hyper-compact hii region g24. 78+ 0.08 a1. *Astronomy & Astrophysics*, 650:A142.

- Motogi, K., Hirota, T., Machida, M. N., Yonekura, Y., Honma, M., Takakuwa, S., and Matsushita, S. (2019). The first bird's-eye view of a gravitationally unstable accretion disk in high-mass star formation. *The Astrophysical Journal Letters*, 877(2):L25.
- Motte, F., Bontemps, S., and Louvet, F. (2018). High-mass star and massive cluster formation in the milky way. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 56:41–82.
- Mottram, J. C., Hoare, M. G., Davies, B., Lumsden, S. L., Oudmaijer, R. D., Urquhart, J. S., Moore, T. J., Cooper, H. D., and Stead, J. J. (2011). The rms survey: the luminosity functions and timescales of massive young stellar objects and compact h ii regions. *The Astrophysical Journal Letters*, 730(2):L33.
- Nony, T. (2019). *Formation of high-mass stars in cluster : initial conditions, origin of stellar masses and protostellar ejections*. PhD thesis, University of Bordeaux.
- Ohashi, N., Hayashi, M., Ho, P., and Momose, a. (2009). Interferometric imaging of iras 04368+2557 in the l1527 molecular cloud core: A dynamically infalling envelope with rotation. *The Astrophysical Journal*, 475:211.
- Ossenkopf, V. and Henning, T. (1994). Dust opacities for protostellar cores. *Astronomy and Astrophysics*, 291:943–959.
- Palau, A., Sánchez Contreras, C., Sahai, R., Sánchez-Monge, Á., and Rizzo, J. (2013). Iras 19520+ 2759: a 105 lo massive young stellar object driving a collimated outflow. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 428(2):1537–1550.
- Panagia, N. (1973). Some physical parameters of early-type stars. *The Astronomical Journal*, 78:929–934.
- Peretto, N. and Fuller, G. (2010). A statistical study of the mass and density structure of infrared dark clouds. *The Astrophysical Journal*, 723(1):555.
- Peretto, N., Fuller, G., André, P., Arzoumanian, D., Rivilla, V., Bardeau, S., Puertas, S. D., Fernandez, J. G., Lenfestey, C., Li, G.-X., et al. (2014). Sdc13 infrared dark clouds: Longitudinally collapsing filaments? *Astronomy & Astrophysics*, 561:A83.

- Peretto, N., Fuller, G., Duarte-Cabral, A., Avison, A., Hennebelle, P., Pineda, J., André, P., Bontemps, S., Motte, F., Schneider, N., et al. (2013). Global collapse of molecular clouds as a formation mechanism for the most massive stars. *Astronomy & Astrophysics*, 555:A112.
- Peretto, N., Rigby, A., André, P., Könyves, V., Fuller, G., Zavagno, A., Schuller, F., Arzoumanian, D., Bontemps, S., Csengeri, T., et al. (2020). The accretion history of high-mass stars: An artémis pilot study of infrared dark clouds. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 496(3):3482–3501.
- Pillai, T., Kauffmann, J., Zhang, Q., Sanhueza, P., Leurini, S., Wang, K., Sridharan, T., and König, C. (2019). Massive and low-mass protostars in massive “starless” cores. *Astronomy & Astrophysics*, 622:A54.
- Ramírez-Tannus, M. C., Kaper, L., de Koter, A., Tramper, F., Bik, A., Ellerbroek, L. E., Ochsendorf, B. B., Ramírez-Agudelo, O. H., and Sana, H. (2017). Massive pre-main-sequence stars in m17. *Astronomy & Astrophysics*, 604:A78.
- Sánchez-Monge, Á., Cesaroni, R., Beltrán, M., Kumar, M., Stanke, T., Zinnecker, H., Etoka, S., Galli, D., Hummel, C., Moscadelli, L., et al. (2013). A candidate circumbinary keplerian disk in g35. 20–0.74 n: A study with alma. *Astronomy & Astrophysics*, 552:L10.
- Sanna, A., Kölligan, A., Moscadelli, L., Kuiper, R., Cesaroni, R., Pillai, T., Menten, K., Zhang, Q., o Garatti, A. C., Goddi, C., et al. (2019). Discovery of a sub-keplerian disk with jet around a 20 mo young star-alma observations of g023. 01–00.41. *Astronomy & Astrophysics*, 623:A77.
- Sanna, A., Moscadelli, L., Goddi, C., Krishnan, V., and Massi, F. (2018). Protostellar outflows at the earliest stages (poets)-i. radio thermal jets at high resolution nearby h2o maser sources. *Astronomy & Astrophysics*, 619:A107.
- Schneider, N., Csengeri, T., Klessen, R. S., Tremblin, P., Ossenkopf, V., Peretto, N., Simon, R., Bontemps, S., and Federrath, C. (2015). Understanding star formation in molecu-

- lar clouds-ii. signatures of gravitational collapse of irdcs. *Astronomy & Astrophysics*, 578:A29.
- Schwörer, A., Sánchez-Monge, Á., Schilke, P., Möller, T., Ginsburg, A., Meng, F., Schmie-
deke, A., Müller, H., Lis, D., and Qin, S.-L. (2019). The physical and chemical structure
of sagittarius b2-iv. converging filaments in the high-mass cluster forming region sgr b2
(n). *Astronomy & Astrophysics*, 628:A6.
- Shu, F., Adams, F., and Lizano, S. (1987). Star formation in molecular clouds: Observation
and theory. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 25.
- Suri, S., Beuther, H., Gieser, C., Ahmadi, A., Sánchez-Monge, Á., Winters, J., Linz, H.,
Henning, T., Beltrán, M., Bosco, F., et al. (2021). Disk fragmentation in high-mass
star formation. high-resolution observations towards afgl 2591-vla 3. *arXiv preprint*
arXiv:2109.04751.
- Tan, J. C. and McKee, C. F. (2004). The formation of the first stars. i. mass infall
rates, accretion disk structure, and protostellar evolution. *The Astrophysical Journal*,
603(2):383.
- Tanaka, K. E. I., Tan, J. C., Zhang, Y., and Hosokawa, T. (2018). The impact of feedback
in massive star formation. ii. lower star formation efficiency at lower metallicity. *The*
Astrophysical Journal, 861(1):68.
- Tigé, J., Motte, F., Russeil, D., Zavagno, A., Hennemann, M., Schneider, N., Hill, T.,
Luong, Q. N., Di Francesco, J., Bontemps, S., et al. (2017). The earliest phases of high-
mass star formation, as seen in ngc 6334 by herschel-hobys. *Astronomy & Astrophysics*,
602:A77.
- Treviño-Morales, S., Fuente, A., Sánchez-Monge, Á., Kainulainen, J., Didelon, P., Suri, S.,
Schneider, N., Ballesteros-Paredes, J., Lee, Y.-N., Hennebelle, P., et al. (2019). Dynamics
of cluster-forming hub-filament systems-the case of the high-mass star-forming complex
monoceros r2. *Astronomy & Astrophysics*, 629:A81.

- Tsamis, Y., Rawlings, J., Yates, J., and Viti, S. (2008). Molecular line profiles as diagnostics of protostellar collapse: modelling the ‘blue asymmetry’ in inside-out infall. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 388(2):898–912.
- Vázquez-Semadeni, E., Palau, A., Ballesteros-Paredes, J., Gómez, G. C., and 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.
- Wang, K.-S., Van der Tak, F., and Hogerheijde, M. (2012). Kinematics of the inner thousand au region around the young massive star afgl 2591–vla3: a massive disk candidate? *Astronomy & Astrophysics*, 543:A22.
- Williams, J. P., Blitz, L., and McKee, C. F. (2000). The structure and evolution of molecular clouds: From clumps to cores to the. In *University of Arizona*. Citeseer.
- Wood, D. O. and Churchwell, E. (1989). Massive stars embedded in molecular clouds—their population and distribution in the galaxy. *The Astrophysical Journal*, 340:265–272.
- Wyrowski, F., Güsten, R., Menten, K., Wiesemeyer, H., Csengeri, T., Heyminck, S., Klein, B., König, C., and Urquhart, J. (2016). Infall through the evolution of high-mass star-forming clumps. *Astronomy & Astrophysics*, 585:A149.
- Yuan, J., Li, J.-Z., Wu, Y., Ellingsen, S. P., Henkel, C., Wang, K., Liu, T., Liu, H.-L., Zavagno, A., Ren, Z., et al. (2018). High-mass star formation through filamentary collapse and clump-fed accretion in g22. *The Astrophysical Journal*, 852(1):12.