

# UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II  
(Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera)



## TESIS DOCTORAL

### **Formación de núcleos densos en las nubes moleculares de Tauro y Perseo**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Álvaro Hacar González

Director

Mario Tafalla García

**Madrid, 2013**

**Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II  
(Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera)  
Facultad de Ciencias Físicas - Universidad Complutense de Madrid**

# **Formación de núcleos densos en las nubes moleculares de Tauro y Perseo**

**Álvaro Hacar González**

**Observatorio Astronómico Nacional  
Instituto Geográfico Nacional**

# Formación de núcleos densos en las nubes moleculares de Tauro y Perseo

Álvaro Hacar González

OBSERVATORIO ASTRONÓMICO NACIONAL  
—INSTITUTO GEOGRÁFICO NACIONAL—

DIRECTOR:

Dr. Mario Tafalla García

Memoria para la obtención del título de doctor en Astrofísica  
Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II  
(Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera)  
Facultad de Ciencias Físicas  
Universidad Complutense de Madrid  
Madrid, 2012

---

Imagen de portada

*APEX vuelve su mirada hacia las nubes oscuras de Tauro.*

Hacar, A., Tafalla, M., & Pierce-Price, D., ESO *photo release*, 15 de Febrero de 2012

Composición de la imagen óptica (DSS-2; fondo en color; D. De Martín) con la emisión del continuo submilimétrico (APEX-LABOCA; en color naranja; Hacar et al. 2012) en la región de Barnard 213.

*“The important thing is not to stop questioning.”*  
— Albert Einstein



## Agradecimientos

Quiero dar las gracias a todas aquellas personas que me han apoyado en estos últimos años y sin los cuales no hubiera sido posible llevar a cabo esta Tesis.

En particular, quiero agradecer la ayuda inestimable de mi director de Tesis, Mario Tafalla. Su calidad tanto personal como profesional ha sido un ejemplo para mí. Durante estos años, su guía ha sido un estímulo constante. Sin duda el éxito de esta investigación se debe en gran medida a su dedicación y a todo lo que me ha enseñado en este tiempo.

Para mí, la mayor dificultad para realizar esta Tesis Doctoral ha sido el incontable número de jornadas de trabajo sin descanso. Para llevar a cabo esta tarea diaria ha resultado imprescindible contar con todos mis compañeros que están o han estado en el Observatorio Astronómico Nacional: Javier Alcolea, Jean Françoise Desmurs, Joaquín Santiago, Antonio Usero, Rebeca Soria, Javier Graciá, Santiago García-Burillo, Guillermo Quintana-Lacaci, Rafael Bachiller, (y un largo etcétera), son no sólo grandes astrónomos sino también grandes personas.

Quiero también aprovechar esta oportunidad para dar las gracias a todos aquellos que han contribuido positivamente en mi formación. Gracias a la confianza de profesores como Enrique Maciá, Jaime Zamorano o Adalbert Pauldrach he podido dar mis primeros pasos en el mundo universitario y de la Investigación. Así mismo, quiero agradecer a todas aquellas personas que han contribuido al funcionamiento del programa Erasmus. Formar parte de este programa transformó mi vida, tanto académica como personal.

Tan importante ha sido tener un buen ambiente de trabajo como estar rodeado por un grupo de personas a las que quiero y con las que he compartido la vida más allá de la Tesis: Agus y David, han estado siempre conmigo; Peibol, Javierd, Alvarito, Rebeca y Chaly, Juan Ángel, Ignacio, Pablo, Cris y Elsa, con los que he compartido innumerables horas de clase, biblioteca y cervezas; Cris y Damí, Elena y David, Fer y Laura, Miguel, Alberto, Irene y Adriana, un grupo inmejorable; Mis familiares más cercanos, algunos

de los cuales no podrán ver este momento. Ahora que estoy lejos, es cuando más aprecio los instantes que he pasado con ellos.

Si hay una persona que ha dado color a mi vida en este tiempo, esa ha sido Sonia. Durante el transcurso de estos últimos años ha habido momentos muy duros de frustración, soledad y distancia. Saber que siempre estaría a mi lado me ha ayudado a seguir adelante y a levantarme cada día con una sonrisa.

Finalmente, y de manera muy especial, quiero agradecer el apoyo incondicional de mis padres, Manuel y Blanca. Nunca podré agradecerles lo suficiente su cariño y dedicación constantes. Ellos han dado todo lo que tienen por mí y mi educación, me han inculcado el interés por la Ciencia y el Conocimiento y me han abierto los ojos al Mundo. A ellos les debo todo lo que he sido, soy y seré en esta vida.

Gracias a todos.

Álvaro Hacar González

Madrid, 2012

## Abstract

La formación de núcleos densos en las nubes moleculares es el paso más crítico en el proceso de formación estelar. La transformación del gas difuso en núcleos densos determina tanto la tasa de formación estelar como la distribución de masas de las estrellas en las nubes moleculares. Sin embargo, y tras décadas de estudio, la comprensión de los mecanismos físicos que gobiernan la formación de núcleos densos sigue siendo materia de un amplio debate en la comunidad científica.

Con el objetivo de caracterizar observacionalmente el proceso de formación de núcleos densos en las nubes moleculares, en esta Tesis hemos investigado 3 regiones prototípicas de formación de estrellas: L1517, Barnard 213 y NGC 1333. Estas regiones, pertenecientes a las nubes moleculares de Tauro y Perseo, han sido seleccionadas por presentar distintos grados de actividad y complejidad y por cubrir los diferentes modos de formación estelar, desde las regiones con formación aislada hasta aquellas con formación en cúmulos. En todos los casos hemos estudiado cada una de estas regiones mediante observaciones radioastronómicas a gran escala en el rango de ondas milimétricas y submilimétricas tanto en el continuo como, y muy especialmente, a partir de su emisión en líneas moleculares.

Nuestro trabajo ha estado principalmente enfocado a la caracterización de la cinemática del gas mediante el estudio simultáneo de diferentes trazadores moleculares sensibles a los distintos rangos de densidad presentes en las nubes moleculares. Para llevar a cabo este estudio, en esta Tesis hemos desarrollado una nueva metodología de análisis de datos moleculares a gran escala a la que hemos denominado *Friends-In-Velocity* (FIVE). Basado en una aproximación de Friends-of-Friends, FIVE está específicamente diseñado para identificar automáticamente las diferentes componentes del gas presentes en los espectros mediante el estudio de la distribución y la continuidad de los centroides de línea en el espacio Posición-Posición-Velocidad (PPV).

Nuestro análisis de la cinemática del gas alrededor de los núcleos densos ha revelado la presencia de un nuevo tipo de estructuras en las nubes moleculares a las que hemos

denominado *filamentos coherentes en velocidad*. Dichos filamentos coherentes en velocidad, con tamaños típicos de  $\sim 0.5$  pc, están caracterizados por presentar dispersiones internas de velocidad del orden (o incluso menor) de la velocidad del sonido y campos continuos de velocidad dominados por suaves gradientes y oscilaciones a lo largo de su eje principal. En las 3 regiones estudiadas en esta Tesis, e independientemente de si se trata de entornos de formación estelar aislada o en cúmulos, los filamentos coherentes en velocidad dominan la estructura del gas de la nube a densidades de entre  $10^3$ - $10^4$   $\text{cm}^{-3}$ . Estos filamentos contienen además la inmensa mayoría de núcleos densos identificados en cada una de estas regiones, lo que indica que la formación de un núcleo requiere la formación previa de uno de estos objetos. Así mismo, y en todos estos casos, la transición filamento-núcleo parece además producirse sin cambios apreciables en la cinemática del gas, lo que demuestra que los núcleos densos heredan las propiedades físicas de los filamentos coherentes de los cuales proceden.

Nuestros estudios en Tauro y Perseo sugieren por tanto que la formación de núcleos densos en las nubes moleculares está regida por un proceso de fragmentación jerárquica a diferentes escalas. Primero, diferentes partes de la nube se fragmentan en múltiples filamentos coherentes en velocidad con tamaños típicos de  $\sim 0.5$  pc. Tras ello, y en un paso posterior, aquellos filamentos coherentes que han acumulado suficiente masa se fragmentan gravitacionalmente y de manera cuasi-estática para dar lugar a los núcleos densos. La formación de núcleos en las nubes moleculares está por tanto íntimamente ligada a la formación de filamentos coherentes en velocidad, siendo estos últimos las primeras estructuras desacopladas del régimen supersónico y turbulento que domina la dinámica del gas a gran escala.

# Índice general

<b>Lista de acrónimos</b>	<b>XI</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>3</b>
1.1. Formación estelar en nubes moleculares . . . . .	3
1.2. Formación de núcleos densos . . . . .	8
1.3. Fragmentación interna de las nubes moleculares: Filamentos y el origen de los núcleos densos . . . . .	13
1.4. Objetivos y organización de esta tesis . . . . .	18
<b>2. Observaciones radioastronómicas en nubes moleculares</b>	<b>21</b>
2.1. Observaciones de líneas moleculares en ondas milimétricas . . . . .	21
2.1.1. Trazadores moleculares en el estudio de la formación de núcleos densos . . . . .	22
2.1.2. Caracterización de la emisión molecular y propiedades físicas derivadas . . . . .	26
2.2. Observaciones en el continuo . . . . .	36
2.2.1. Cálculo de la densidad de columna . . . . .	36
2.2.2. Técnicas de observación del continuo (sub-)milimétrico a partir de radiotelescopios en tierra . . . . .	38
<b>3. Formación de núcleos densos a partir de filamentos coherentes en veloci-     dad en L1517</b>	<b>43</b>
<b>4. Núcleos, filamentos y haces: Formación jerárquica de núcleos densos en     la región de B213 en Tauro</b>	<b>65</b>

<b>5. Friends-In-Velocity (FIVE): Nueva metodología de análisis de estructura de nubes moleculares</b>	<b>87</b>
5.1. Técnicas de caracterización de la estructura interna de nubes a partir de observaciones de líneas moleculares . . . . .	87
5.2. Friends-In-Velocity (FIVE) . . . . .	95
5.3. Proceso de descomposición de la emisión por componentes y ajuste de gaussianas . . . . .	97
5.4. Algoritmo de identificación de estructuras coherentes en velocidad . . .	104
5.5. Implementación práctica del algoritmo de FIVE en los datos de Barnard 213	113
5.5.1. Depleción . . . . .	113
5.5.2. Estructuras a nivel subsónico: Filamentos coherentes en velocidad	115
5.5.3. Estructuras a nivel transónico: Haces de filamentos . . . . .	123
5.6. Eficiencia del algoritmo y validación de los resultados de FIVE . . . . .	125
5.7. Conclusiones . . . . .	128
<b>6. NGC 1333: Formación de núcleos densos en cúmulos</b>	<b>131</b>
6.1. Introducción . . . . .	131
6.2. Observaciones . . . . .	134
6.3. Resultados provisionales . . . . .	136
6.3.1. Mapas de emisión integrada . . . . .	136
6.3.2. Estructura interna del gas en NGC 1333: Filamentos coherentes en velocidad. . . . .	139
6.3.3. Núcleos densos en NGC 1333 . . . . .	145
6.3.4. Formación de núcleos densos en nubes moleculares: formación aislada vs. formación en cúmulos . . . . .	146
6.4. Conclusiones preliminares . . . . .	151
<b>7. Resumen y conclusiones finales</b>	<b>153</b>
<b>Apéndices</b>	<b>159</b>
A. Tablas . . . . .	159
B. Resultados de la aplicación del método de FIVE en Barnard 213 . . . . .	163
B.1. Filamentos coherentes en velocidad . . . . .	163
B.2. Haces de filamentos . . . . .	165
C. Resultados de la aplicación del método de FIVE en NGC1333 . . . . .	176

<b>Índice alfabético</b>	<b>180</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>183</b>
<b>Publicaciones y Congresos</b>	<b>193</b>



# Lista de acrónimos

<b>A&amp;A</b>	<i>Astronomy and Astrophysics</i>
<b>A&amp;AS</b>	<i>Astronomy and Astrophysics Supplement</i>
<b>ADS</b>	<i>SAO/NASA Astrophysics Data System</i>
<b>AJ</b>	<i>Astronomical Journal</i>
<b>APEX</b>	<i>Atacama Pathfinder EXperiment</i>
<b>Ap&amp;SS</b>	<i>Astrophysics and Space Science</i>
<b>ApJ</b>	<i>Astrophysical Journal</i>
<b>ApJS</b>	<i>Astrophysical Journal Supplement</i>
<b>ARA&amp;A</b>	<i>Annual Review of Astronomy and Astrophysics</i>
<b>CDS</b>	<i>Centre de Données astronomiques de Strasbourg</i>
<b>CLASS</b>	<i>Continuum and Line Analysis Single-dish Software</i>
<b>CMF</b>	<i>Core Mass Function</i>
<b>DSS</b>	<i>Digitized Sky Survey</i>
<b>EMIR</b>	<i>Eight MIXer Receiver</i>
<b>ESA</b>	<i>European Space Agency</i>
<b>ESO</b>	<i>European Southern Observatory</i>
<b>FCRAO</b>	<i>Five College Radio Astronomy Observatory</i>
<b>FFTS</b>	<i>Fast Fourier Transform Spectrometer</i>
<b>FSw</b>	<i>Frequency Switching</i>
<b>FWHM</b>	<i>Full Width at Half Maximum</i>
<b>GILDAS</b>	<i>Grenoble Image and Line Data Analysis System</i>
<b>IGN</b>	<i>Instituto Geográfico Nacional</i>

<b>IMF</b>	<i>Initial Mass Function</i>
<b>IR</b>	<i>Infrared</i>
<b>IRAM</b>	<i>Instituto de Radioastronomía Milimétrica</i>
<b>IRDC</b>	<i>Infrared Dark Clouds</i>
<b>ISRF</b>	<i>Inter-Stellar Radiation Field</i>
<b>LAMDA</b>	<i>Legacy Archive for Microwave Background Data</i>
<b>LABOCA</b>	<i>Large Apex BOLometer CAmera</i>
<b>LDN</b>	<i>Lynds Dark Nebula</i>
<b>MAMBO</b>	<i>Max-Planck Millimeter Bolometer array</i>
<b>MNRAS</b>	<i>Monthly Notices of the Royal Astronomical Society</i>
<b>NIR</b>	<i>Near-Infrared</i>
<b>OAN</b>	<i>Observatorio Astronómico Nacional</i>
<b>OTF</b>	<i>On-The-Fly</i>
<b>PASA</b>	<i>Publications of the Astronomical Society of Australia</i>
<b>PASJ</b>	<i>Publications of the Astronomical Society of Japan</i>
<b>PASP</b>	<i>Publications of the Astronomical Society of the Pacific</i>
<b>PPV</b>	<i>Position-Position-Velocity</i>
<b>PSw</b>	<i>Position Switching</i>
<b>SABOCA</b>	<i>Submillimetre APEX Bolometer CAmera</i>
<b>SCUBA</b>	<i>Submillimetre Common-User Bolometer Array</i>
<b>SED</b>	<i>Spectral Energy Distribution</i>
<b>SNR</b>	<i>Signal-to-Noise Ratio</i>
<b>SPH</b>	<i>Smoothed Particle Hydrodynamics</i>
<b>SPIRE</b>	<i>Spectral and Photometric Imaging REceiver</i>
<b>YSO</b>	<i>Young Stellar Object</i>





# 1 Introducción

## 1.1. Formación estelar en nubes moleculares

Entender el proceso que da lugar a la formación de estrellas es uno de los retos más importantes a los que se enfrenta la astrofísica moderna. El estudio de la formación estelar resulta imprescindible para comprender la evolución de las estrellas y las galaxias, el balance energético y la química del medio interestelar, y el origen y evolución de la vida en el Universo. El estudio de la formación estelar resulta no obstante de enorme complejidad, ya que comprende variaciones en ordenes de magnitud de la estructura física del gas (temperatura, densidad, dinámica...) en procesos que actúan tanto a nivel microscópico como a escalas galácticas.

La formación final de las estrellas se debe al colapso gravitacional del gas en el interior de las nubes moleculares. De acuerdo con el criterio clásico de Jeans (1902), una perturbación esférica de longitud de onda  $\lambda_J$  en el interior de un medio isoterma ( $T_k$ ) y de densidad uniforme ( $\rho_0$ ) es gravitacionalmente inestable si la masa asociada a la misma supera una masa crítica dada por:

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \rho_0 \left( \frac{\lambda_J}{2} \right)^3 = \frac{\pi^{5/2} c_s^3}{6 G^{3/2} \rho_0} \quad (1.1)$$

la cual depende de la velocidad del sonido ( $c_s$ ) y la densidad inicial del gas ( $\rho_0$ ). El valor de  $M_J$ , i.e. la masa de Jeans, define entonces el límite en el que la presión interna de un volumen de gas no puede sustentar su propio peso y colapsa gravitacionalmente. Bajo estas condiciones una masa de gas  $M$  es entonces gravitacionalmente estable si  $M \leq M_J$  y gravitacionalmente inestable si  $M > M_J$ .

Las nubes moleculares, con densidades promedio de  $n(\text{H}_2) \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ , presentan típicamente masas totales de  $\sim 10^{4-5} M_\odot$ . Este valor de la masa de las nubes es superior

(en órdenes de magnitud) a la masa de equilibrio esperada para estos objetos según el criterio de Jeans, típicamente de  $\sim 6 M_{\odot}$ , lo que originalmente llevó a proponer que las nubes moleculares se encontraban en colapso gravitatorio (Goldreich & Kwan 1974), un proceso que igualmente daba lugar a la fragmentación de la nube y colapso de las estrellas individuales. Este argumento fue rápidamente rebatido tras comprobar que la tasa de formación estelar (SFR, *Star Formation Rate*) en el interior de las nubes es muy inferior a la esperada si éstas se encuentran en colapso libre (Zuckerman & Palmer 1974). De ser así, las nubes deberían formar estrellas de manera altamente eficiente en tiempos comparables al tiempo de caída libre del gas para estos objetos ( $\tau_{ff}$ ; *free-fall*) determinado por la relación:

$$\tau_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} \quad (1.2)$$

donde, para una nube típica,  $\tau_{ff}$  toma un valor de  $\sim 4 \times 10^6$  yr. Por su parte, la SFR (medida en  $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ) puede determinarse a partir de la eficiencia de transformación de gas en estrellas ( $\epsilon_{SF}$ ), la masa total de gas ( $M_{tot}$ ) y el valor típico de  $\tau_{ff}$  según:

$$SFR = \epsilon_{SF} \frac{M_{tot}}{\tau_{ff}} \quad (1.3)$$

Si todo el gas molecular de nuestra Galaxia dentro de la órbita del Sol, con una masa total de  $M_{tot} \sim 10^9 M_{\odot}$  (McKee 1999), estuviera formando estrellas con una eficiencia de 100% se esperarían por tanto unas tasas de formación estelar tales que  $SFR \gtrsim 250 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . Sin embargo, las medidas más recientes muestran que la SFR en nuestra Galaxia está en torno a  $\sim 1\text{-}2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (e.g. Robitaille & Whitney 2010) con una eficiencia local  $\epsilon_{SF} \sim 3\text{-}6\%$  (Evans et al. 2009). Estas discrepancias, en más de dos órdenes de magnitud con los valores esperados, permite descartar que las nubes moleculares se encuentren globalmente en colapso gravitatorio. No obstante, es evidente que la gravedad actúa en determinadas regiones de la nube dominando la formación de las estrellas individuales. Estas contradicciones plantean varios interrogantes sobre el proceso de formación de estrellas en el interior de las nubes moleculares: ¿Qué proceso físico domina la evolución del gas en las nubes? ¿Qué mecanismo es responsable del mantenimiento de las nubes a gran escala y permite formar estrellas en su interior? ¿Por qué la transformación de gas en estrellas es tan ineficiente?

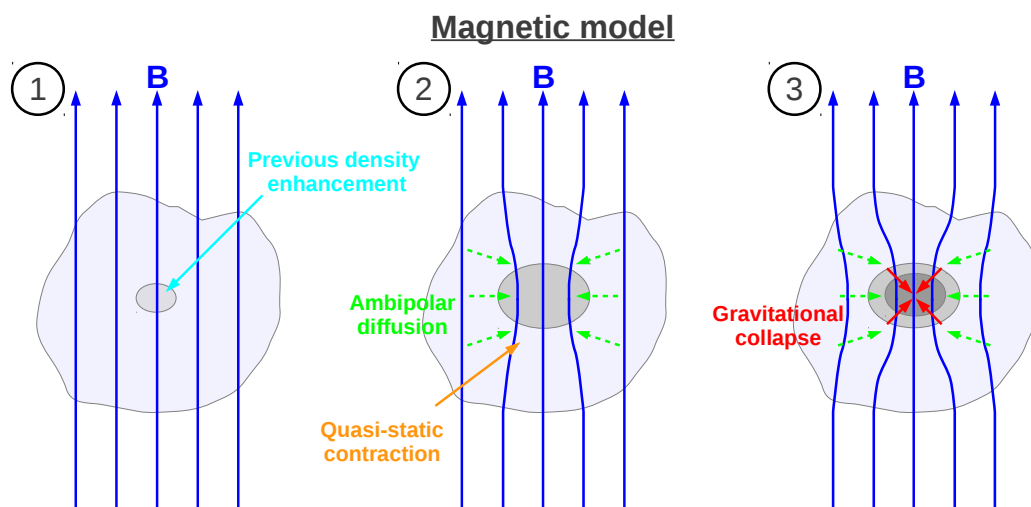


Figura 1.1: Teorías de formación estelar en las nubes moleculares I: Modelo magnético. **(1)** La nube, inicialmente subcrítica (i.e  $(M/\phi) \leq (M/\phi)_{crit}$ ) y quasi-estática, presenta anisotropías en densidad. **(2)** Aunque el campo magnético se opone a ser contraído, la materia neutra se va condensando lentamente por efecto de la difusión ambipolar. Al mismo tiempo, las partículas cargadas acopladas al campo  $B$  son arrastradas por la fricción de los átomos neutros durante la contracción, lo que distorsiona la estructura del campo magnético. **(3)** La contracción se ve favorecida a lo largo de las líneas de campo, lo que induce la formación de estructuras oblatas cada vez más densas. A medida que el gas continúa contrayéndose, la razón  $M/\phi$  aumenta progresivamente hasta que el material se hace supercrítico (i.e  $(M/\phi) > (M/\phi)_{crit}$ ) y colapsa gravitacionalmente. Si bien este colapso se produce en el centro de la condensación, el resto de la nube mantiene su estado subcrítico previniendo el colapso de la envoltura.

Dos mecanismos físicos han sido propuestos para explicar la estabilidad de las nubes moleculares: los campos magnéticos y la turbulencia. Cada uno de ellos propone además un modelo diferente para la formación de estrellas en el interior de estos objetos.

Clásicamente, el campo magnético ha sido propuesto como el principal agente de sustentación de las nubes moleculares. El campo magnético, acoplado a las partículas de gas cargadas (electrones, iones y granos cargados), presenta una resistencia a ser comprimido. El campo magnético actúa entonces como una presión de sustentación que permite contrarrestar la fuerza de la gravedad si la razón masa-flujo ( $M/\phi$ ) magnético no supera un valor crítico determinado por (Shu et al. 1987):

$$\left(\frac{M}{\phi}\right)_{crit} = \frac{0.13}{G} \tag{1.4}$$

El valor  $(M/\phi)_{crit}$  define entonces dos posibles escenarios donde el gas se encuentra en una situación subcrítica y por tanto estable si  $(M/\phi) \leq (M/\phi)_{crit}$ , ó supercrítica y gravitacionalmente inestable si  $(M/\phi) > (M/\phi)_{crit}$ . Según el modelo magnético, ini-

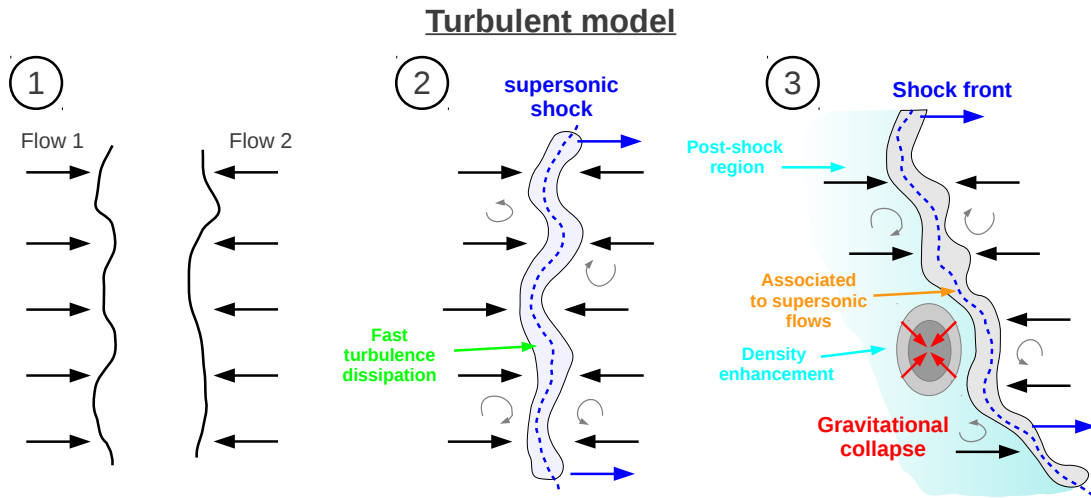


Figura 1.2: Teorías de formación estelar en las nubes moleculares II: Modelo turbulento. (1) La dinámica del gas en la nube está dominada por corrientes de gas con movimientos altamente turbulentos. (2) En los lugares donde se encuentran las diferentes corrientes de gas se producen intensos choques supersónicos que disipan eficientemente la turbulencia y compactan el material chocado. (3) En algunas regiones de las zonas post-choque, el material se vuelve subsónico y alcanza la masa crítica  $M > M_J$ , lo que produce que colapse por su propia gravedad. La mayor parte del gas se mantiene sin embargo a baja densidad y con un alto nivel turbulencia, impidiendo la condensación masiva de la nube.

cialmente quiescentes y homogéneas, las nubes se encuentran en un estado subcrítico sustentadas por el campo magnético. Algunas de las regiones subcríticas pueden no obstante compactarse para formar estrellas por un mecanismo conocido como difusión ambipolar (Mestel & Spitzer 1956). El material ionizado se encuentra ligado al campo magnético, sin embargo el material neutro puede moverse respecto a las partículas cargadas. Bajo el efecto de la difusión ambipolar, la materia neutra puede entonces concentrarse por efecto de la gravedad, mientras que el material ionizado se mantiene anclado al campo magnético. A medida que avanza la concentración del gas neutro, la razón  $M/\phi$  aumenta hasta que el gas se vuelve supercrítico y colapsa gravitacionalmente (Fig. 1.1). El proceso de difusión ambipolar en las nubes es sin embargo muy lento, con escalas de tiempo ( $\tau_{AD}$ ) con valores típicos  $> 10^7$  yr ( $\geq 5\tau_{ff}$ ), lo que explicaría la baja SFR de las nubes moleculares.

Por su parte, la naturaleza turbulenta de las nubes ha sido reconocida desde el comienzo del estudio de estos objetos con líneas moleculares (e.g. Zuckerman & Evans 1974; extensas revisiones sobre la turbulencia en las nubes moleculares pueden encontrarse en Elmegreen & Scalo 2004 y Mac Low & Klessen 2004). La turbulencia actúa transformando cualquier intento de compresión de la nube a una determinada escala en

movimiento a escalas más pequeñas. Esta transferencia de energía entre escalas se realiza a partir de la colisión supersónica de corrientes de gas dentro de las nubes y previene el colapso global de la nube incluso para aquellos objetos gravitacionalmente ligados. Las colisiones supersónicas en el interior de la nube reducen drásticamente el nivel de turbulencia del gas localmente a la vez que aumentan la densidad del gas por compresión. La formación de estrellas se produce en aquellas zonas donde la turbulencia se hace subsónica y se ha acumulado suficiente gas para hacerlas gravitacionalmente inestables ( $M > M_J$ ) (Fig. 1.2). Este proceso turbulento de compresión del gas se produce en escalas de tiempo cortas ( $\tau_{turb}$ ), lo que permite la formación de estrellas en escalas de típicamente de unos pocos  $10^6$  yr ( $\sim \tau_{ff}$ ). No obstante, la nube a gran escala mantiene una gran agitación turbulenta con la mayor parte del gas en regímenes de baja densidad, haciendo el proceso de formación de estrellas global muy ineficiente, lo que garantizaría la baja tasa de formación estelar en estos objetos<sup>1</sup>.

Tras décadas de estudio, la decisión de cuál de los dos mecanismos anteriores, campos magnéticos o turbulencia, domina la evolución del gas y la formación estelar en las nubes moleculares sigue siendo un motivo de enorme controversia en la comunidad científica. Las discrepancias existentes se deben a que ambas teorías han obtenido éxitos parciales al ser testeadas a partir de observaciones. Por un lado, la interpretación magnética se ve favorecida por la detección de campos magnéticos asociados a la estructura a gran escala de la nube (Goodman et al. 1990; Alves et al. 2008), presentando en algunos casos la morfología esperada para un proceso donde la evolución del gas está dominada por la difusión ambipolar (Girart et al. 2006). Así mismo, la existencia de procesos turbulentos permite explicar de manera directa la existencia de las propiedades autosimilares de las nubes moleculares (e.g. relaciones de dispersión-tamaño ó Ley de Larson, Larson 1981), así como su estructura jerárquica (Houllahan & Scalo 1992) y fractal (Elmegreen & Falgarone 1996). Ambas interpretaciones deben hacer frente sin embargo a notables contradicciones. Medidas estadísticas del campo magnético recientes demuestran que, si bien éste podría tener cierta influencia en las regiones más difusas e

---

<sup>1</sup>Nótese que las nubes moleculares son altamente inhomogéneas en densidad con grandes movimientos de gas organizados a muy diferentes escalas. La turbulencia observada en las nubes no puede ser interpretada por tanto siguiendo el concepto clásico de turbulencia isotrópica microscópica introducido por la teoría de Chandrasekhar (1951). Así mismo, la turbulencia en las nubes moleculares es altamente supersónica y compresible. Conceptos como la cascada turbulenta y el régimen inercial de la teoría de Kolmogorov sobre la turbulencia subsónica e incompresible tienen que ser además tomados con cautela para la interpretación de la dinámica de las nubes, ya que las colisiones supersónicas pueden producir una transferencia directa de energía entre escalas muy diferentes. Una discusión detallada de estas interpretaciones puede encontrarse en Elmegreen & Scalo (2004).

ionizadas de las nubes, la evolución del gas denso dentro de estos objetos se rige por procesos supercríticos donde el campo magnético juega un papel secundario (Crutcher et al. 2010). Además, incluso en el caso subcrítico, la acción magnética únicamente previene el movimiento perpendicular a las líneas de campo mientras el gas puede fluir libremente a lo largo de las mismas, sin que exista ningún mecanismo que prevenga este colapso. Por su parte, es conocido que la turbulencia supersónica hidrodinámica es altamente disipativa en escalas de tiempo muy cortas (Goldreich & Kwan 1974). Esto obliga a que en los modelos computacionales la turbulencia deba ser reinyectada constantemente para mantener el nivel de agitación observada en las nubes moleculares. Aunque se han propuesto diversos mecanismos (autogravedad, feedback...; Elmegreen & Scalo 2004), hasta la fecha los modelos turbulentos no han dado sin embargo una explicación satisfactoria del origen y mecanismos de la misma consistente con las observaciones.

## 1.2. Formación de núcleos densos

La masa es la propiedad física más importante durante la evolución de las estrellas al ser el parámetro que determina su tipo espectral, su luminosidad, su tiempo de vida y su destino final. Una pregunta fundamental que debe responder el estudio de la formación estelar es por tanto el origen de la masa de las estrellas.

Sorprendentemente, la distribución de masas de las estrellas, típicamente conocida como la Función Inicial de Masas (IMF, *Initial Mass Function*), parece seguir un patrón muy similar a lo largo de toda la Galaxia. Desde hace más de 50 años es bien conocido que, a partir de una masa  $M \gtrsim 1 M_{\odot}$ , la relación del número de estrellas ( $N_{\star}$ ) con una determinada masa ( $m_{\star}$ ) (i.e. la IMF) obedece una ley de potencias según la relación  $dN_{\star}/d\log m_{\star} \propto m_{\star}^{-\alpha}$  con  $\alpha = 1.35$  (Salpeter 1955). Durante las últimas décadas, numerosos estudios han demostrado que la IMF completa puede describirse a partir de una relación de tres leyes de potencias con diferentes índices  $\alpha$  según el rango de masas considerado, con  $\alpha = 1.3$  para masas comprendidas entre  $0.5 < m_{\star}/M_{\odot} < 50$  (de tipo Salpeter),  $\alpha = 0.3$  para  $0.08 < m_{\star}/M_{\odot} < 0.5$ , y  $\alpha = -0.7$  para  $0.01 < m_{\star}/M_{\odot} < 0.08$ , con pequeñas variaciones entre las distintas nubes conocidas (Kroupa 2001). Esta homogeneidad de la IMF a lo largo de la Galaxia hace sin embargo ineludible una cuestión capital en el estudio de la formación estelar: ¿Cómo se produce una IMF universal si

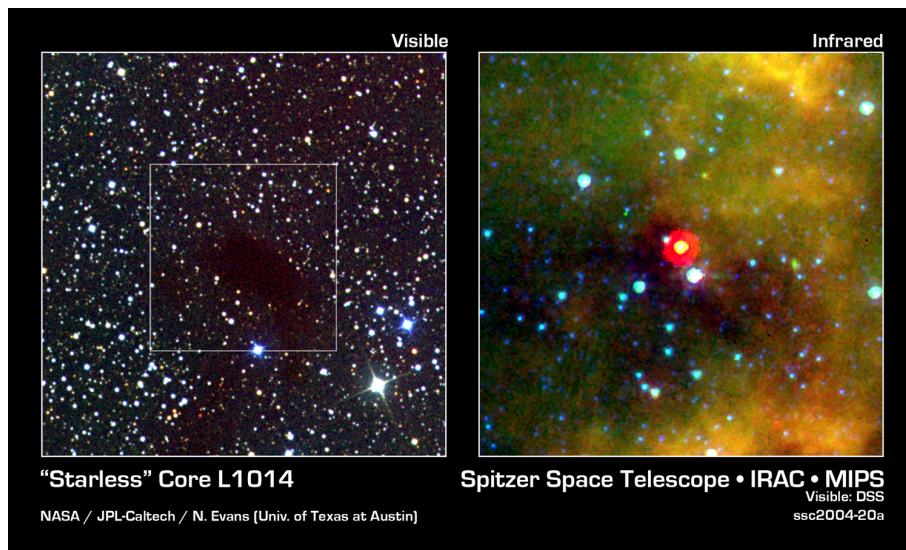


Figura 1.3: Formación de una estrella en el interior de un núcleo denso (Young et al. 2004). **(Izq.)** Imagen óptica del núcleo denso de L1014. **(Dcha.)** Imagen infrarroja obtenida con Spitzer de la región más interna de este núcleo. El núcleo de L1014 es claramente visible en extinción en la imagen óptica. Aunque identificada clásicamente como un objeto sin estrella (*starless*), el núcleo de L1014 ya contiene un objeto estelar joven (YSO; *Young Stellar Object*) recién formado en su interior. Este YSO se encuentra no obstante altamente embebido, por lo que sólo es observable a partir de observaciones profundas en el IR (objeto rojo en la imagen de Spitzer).

las estrellas se forman en el interior de nubes con regímenes de densidad, turbulencia y campos magnéticos diferentes?

Actualmente es bien conocido que las estrellas, al menos todas aquellas similares al Sol, se forman en el interior de las nubes moleculares a partir de lo que se denominan condensaciones o núcleos densos (*dense cores*; Beichman et al. 1986; ver Fig.1.3). Los núcleos densos son objetos gaseosos, típicamente compactos y fríos ( $T_k \sim 10$  K), con densidades de  $n(\text{H}_2)_{\text{core}} \gtrsim 10^4 \text{ cm}^3$ , masas de  $M_{\text{core}} \sim 0.5\text{-}5 M_{\odot}$  y tamaños de  $L_{\text{core}} \sim 0.1$  pc, dominados por movimientos internos de velocidad subsónicos (Myers & Benson 1983; una revisión detallada de las propiedades de los núcleos densos puede encontrarse en Bergin & Tafalla 2007). Los núcleos densos se forman a partir del material molecular en las nubes y representan una etapa intermedia en la evolución del gas previa a la formación de las estrellas. La observación de núcleos, principalmente aquellos que aún no contienen objetos embebidos (i.e. prestelares), brinda por tanto una oportunidad única para estudiar las condiciones iniciales necesarias para la formación de las estrellas en las nubes moleculares.

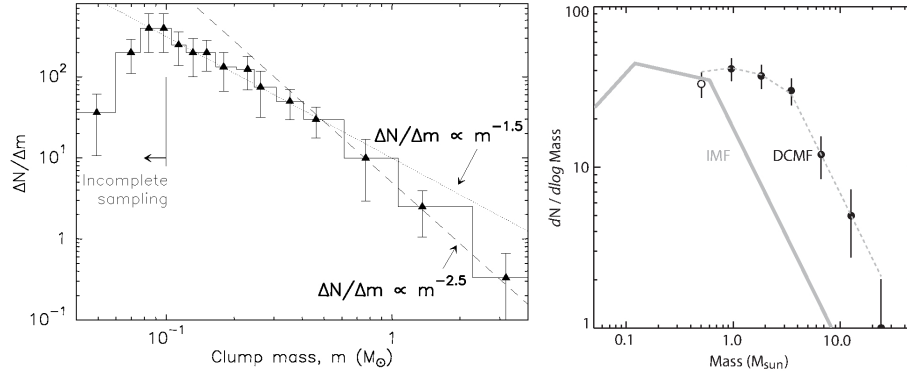


Figura 1.4: Función inicial de masa de los núcleos densos (CMF). **(Izq.)** CMF (en unidades de  $\Delta N_{cores}/\Delta m_{cores}$ ) de los núcleos densos de  $\rho$ -Oph (Motte et al. 1998). La línea discontinua indica la pendiente esperada para una distribución de tipo Salpeter. **(Drcha.)** Función inicial de masas de núcleos densos (DCMF, *Dense Core Mass Function*; similar a la CMF; esta vez en unidades de  $\Delta N_{cores}/\Delta \log m_{cores}$ ) de los núcleos identificados en extinción en la nube molecular de la Pipe Nebula comparado con la IMF estándar (Alves et al. 2001).

En analogía a la IMF de las estrellas, la Función Inicial de Masas de los Núcleos Densos (CMF, *Core Mass Function*) describe la distribución y el número de núcleos densos que se observan por unidad de masa. Estudios sobre la distribución de la masa de los núcleos prestelares indica que existe una correlación directa entre la CMF y la IMF. Con las primeras observaciones en el continuo milimétrico de núcleos densos se demostró que la masa de estos objetos en regiones como  $\rho$ -Oph seguía una distribución con un número de núcleos ( $N_{core}$ ) por unidad de masa ( $m_{core}$ ) tal que presentaba una relación en forma de ley de potencias consistente con una distribución de tipo Salpeter (i.e.  $\alpha \sim 1.3$ ) para  $m_{core} \gtrsim 1 M_{\odot}$ , con un cambio de pendiente más plana (i.e.  $\alpha \sim 0.5$ ) para masas inferiores a  $1 M_{\odot}$  (Fig. 1.4 Izq.; Motte et al. 1998). A partir de medidas independientes de extinción, estudios posteriores demostraron que la CMF observada en nubes como la Pipe Nebula sigue una distribución funcional que reproduce el comportamiento de la IMF, aunque desplazada un factor  $\sim 3$  en masa respecto a la distribución original de la IMF con un máximo hacia masas de  $m_{CMF,max} \sim 2-3 M_{\odot}$  (Fig. 1.4 Drcha.; Alves et al. 2007). Estos resultados han sido recientemente confirmados en estudios a gran escala a partir de los nuevos datos proporcionados por el satélite Herschel, donde se observa un desplazamiento entre la CMF y la IMF en nubes moleculares más masivas y complejas como Aquila, con una relación IMF/CMF  $\sim 20-40\%$  (André et al. 2010; Könyves et al. 2010).

El hecho de que exista una relación constante entre las distribuciones de las CMF y la IMF observadas sugiere que la masa de las estrellas queda impuesta durante las

primeras fases de la formación estelar. La masa final de una estrella está determinada por la eficiencia de la transformación y concentración del gas del núcleo en la estrella ( $\epsilon = m_*/m_{core}$ ). Dicha eficiencia está determinada a su vez por procesos como la fragmentación del núcleo, la finalización del proceso de acreción, la formación de discos, la generación de flujos bipolares y/o la dispersión del gas, los cuales dependen, en principio, de las masas del núcleo y la estrella formados. Como se mencionó anteriormente, las observaciones de la CMF y su correlación con la IMF indican no obstante que la eficiencia  $\epsilon$  toma un valor constante ( $\sim 30\%$ ) para todas las nubes moleculares a lo largo de todo el espectro de masas cubierto por la CMF. Esta uniformidad del valor de  $\epsilon$  sugiere por tanto que los procesos físicos producidos tras la formación de los núcleos (fragmentación, acreción, etc...) deben jugar un papel (estadísticamente) secundario durante la formación de las estrellas (McKee & Ostriker 2007). Por contra, la masa de las estrellas parece quedar determinada, en su mayor parte, por la masa inicial de los núcleos densos de las que proceden.

La correlación directa entre la forma funcional de las distribuciones de la CMF y la IMF indica además que existe (en términos estadísticos) una correlación 1:1 entre el número de núcleos y estrellas en las nubes moleculares (Alves et al. 2007; André et al. 2010). Esto es, la formación de un núcleo denso parecer conducir inevitablemente a la formación de una estrella. La elevada eficiencia de este proceso contrasta sin embargo con la baja eficiencia de formación estelar global en las nubes moleculares con  $\epsilon_{SF} \sim 3-6\%$  (Evans et al. 2009). No obstante, la masa de gas en los núcleos densos representa únicamente  $< 5\%$  de la masa total del gas de la nube (Johnstone et al. 2004; Enoch et al. 2007). Dado que el proceso de formación estelar es relativamente eficiente una vez formado un núcleo denso, la formación global de estrellas en las nubes moleculares parece estar limitada, en su mayor parte, por la formación de núcleos en el interior de estos objetos. En otras palabras, la ineficiencia del proceso de formación estelar está derivado de la ineficiencia de las nubes en formar los núcleos densos (Evans 2008). La comprensión final del proceso de la formación estelar requiere por tanto entender los procesos físicos que dan lugar al origen de estas condensaciones en el interior de las nubes moleculares.

La formación de núcleos densos es no obstante el paso más complejo para las teorías magnéticas y turbulentas y donde las predicciones de estos dos modelos presentan mayores diferencias entre sí. Como vimos anteriormente, el modelo magnético prevé que la formación de núcleos densos está regida por la difusión ambipolar. Según este modelo

clásico, la formación y evolución de los núcleos densos se produce de manera cuasi-estática, en escalas de tiempo largas con  $\tau_{mag} = \tau_{AD} \sim 10$  Myr, e involucra movimientos y dispersiones de velocidad típicamente subsónicas tanto en las condensaciones como en sus envolturas (Fig. 1.1; e.g. Nakamura & Li 2005). Por contra, los modelos turbulentos predicen la rápida formación de núcleos densos tras la disipación de turbulencia y formación de estructuras subsónicas a pequeña escala en escalas temporales de  $\tau_{turb} = 1-2$  Myr. Estos modelos turbulentos requieren no obstante la presencia de potentes choques supersónicos asociados a la formación de las diferentes estructuras disipativas y núcleos densos dentro de las nubes moleculares. En contraposición al caso magnético, según los modelos turbulentos se espera por tanto un rápido aumento de la dispersión de velocidad ( $\gg c_s$ ) en las proximidades de los núcleos (Fig. 1.2; e.g. Ballesteros-Paredes et al. 2003). Esta divergencia entre el modelo cuasi-estático dominado por campos magnéticos y el modelo dinámico dominado por turbulencia propuesto para la formación de núcleos densos convierte a la observación sistemática de estos objetos, y en particular a su estructura cinemática, en objetivo ideal para testear la validez de estas dos teorías.

Observacionalmente existen argumentos contrapuestos para ambos modelos. Los núcleos densos observados en las regiones de formación estelar próximas están caracterizados por presentar dispersiones de velocidad subsónicas (Myers 1983) y bajos gradientes de velocidad (Goodman et al. 1993), lo que, en principio, favorece una evolución del gas cuasi-estática durante la formación de estos objetos. Sin embargo, ni los movimientos de *infall* (Tafalla et al. 1998) ni las escalas temporales de evolución química del gas (Tafalla et al. 2002) son consistentes con las largas escalas de tiempo necesarias para la difusión ambipolar en el modelo magnético. Por su parte, diversos estudios cinemáticos sugieren la presencia de una rápida transición de la dispersión de velocidad desde niveles subsónicos y constantes en el interior de los núcleos, a niveles supersónicos en las zonas más externas de algunos de estos objetos (Goodman et al. 1998; Pineda et al. 2010), de acuerdo con las predicciones turbulentas más dinámicas. No obstante, y según estas mismas predicciones, deberían producirse un número elevado de núcleos densos con dispersiones de velocidad supersónicas tanto internas como respecto a sus envolturas más difusas (Klessen et al. 2005), resultados que de nuevo son inconsistentes con las observaciones de estos objetos (Walsh et al. 2004; Kirk et al. 2007a). Así mismo, los núcleos densos observados en regiones de formación estelar aislada parecen originarse a partir de entornos y procesos más quiescentes que sus homólogos en regiones de cúmulos, formados estos últimos a partir de ambientes mucho más turbulentos y dinámicos (Ward-Thompson et al. 2007). Sin embargo, ninguno de los dos modelos magnético o

turbulento ha dado una explicación satisfactoria que permita predecir simultáneamente la formación de núcleos en ambos escenarios. La falta de un consenso con las predicciones de los diferentes modelos hace que sea necesario una reevaluación de las observaciones actuales. En particular, se hace imprescindible una cuantificación homogénea y sistemática de las escalas a las que actúan los campos magnéticos y la turbulencia y su influencia durante todo el proceso de formación de núcleos y estrellas en los diferentes entornos de las nubes moleculares.

### **1.3. Fragmentación interna de las nubes moleculares: Filamentos y el origen de los núcleos densos**

El valor máximo dentro de la distribución definida por la CMF, típicamente de  $m_{CMF,max} \sim 2-3 M_{\odot}$ , define la masa característica de los núcleos densos en el interior de las nubes moleculares (Sección 1.2). Este valor de  $m_{CMF,max}$  se corresponde aproximadamente con el valor de la masa de Jeans ( $M_J$ ) esperado para las condiciones de presión y temperatura estándares observadas en las regiones de formación estelar. Este hecho sugiere por tanto que la CMF está determinada por el proceso de fragmentación gravitacional durante la formación de los núcleos. Más allá de la aproximación clásica de Jeans en un medio uniforme, infinito y homogéneo, la escala y la masa a la que se produce la fragmentación gravitacional en un medio anisótropo están sin embargo determinadas por la geometría y la organización iniciales del gas (Larson 1985). La estructura previa de la nube juega por tanto un papel fundamental en la formación de los núcleos densos.

El gas en las nubes moleculares presenta un alto nivel de organización con una estructura altamente jerarquizada donde se identifican todo tipo de concentraciones, acumulaciones y vacíos interconectados a muy diferentes escalas (una discusión de esta estructura y los métodos utilizados para su caracterización se presentará en el Capítulo 5). Entre las estructuras de gas identificadas en el interior de las nube, los filamentos resultan de especial interés para la formación estelar. Independientemente del caso de ambientes aislados como en cúmulos o de si se trata de regiones de formación de alta o baja masa, un número creciente de estudios muestran cómo la mayor parte de los núcleos densos y estrellas jóvenes presentes en las nubes moleculares se encuentran embebidos dentro de filamentos (Hartmann 2002; André et al. 2010; Molinari et al. 2010;

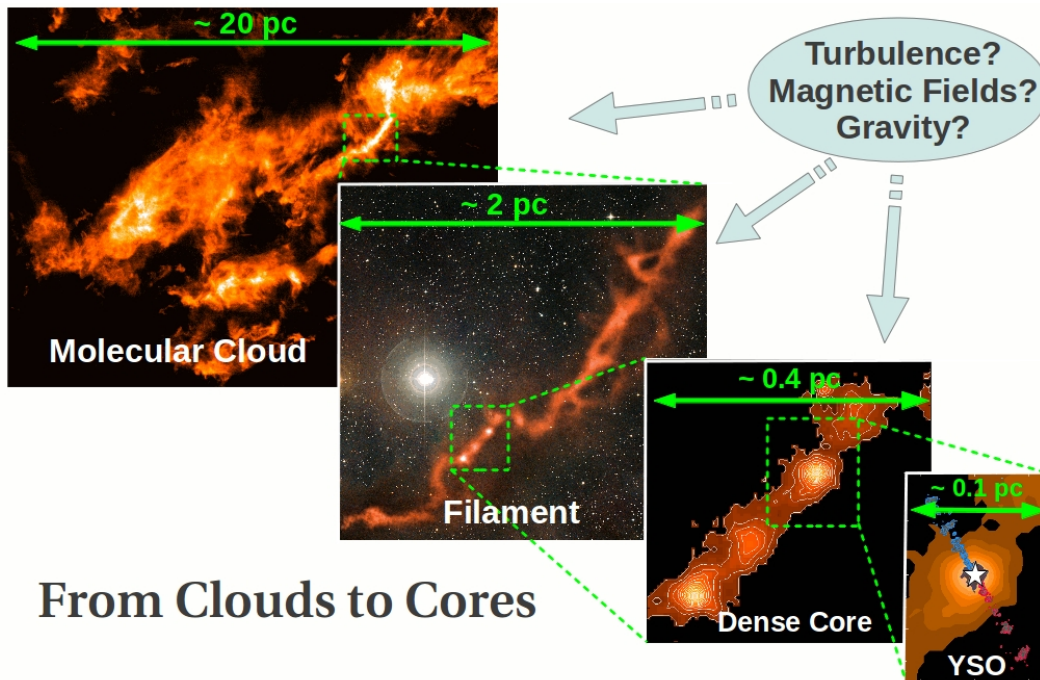


Figura 1.5: Proceso de formación estelar en las nubes moleculares: (1) Formación de la nube (Imagen de la emisión integrada de  $^{13}\text{CO}$  (1-0) en la nube molecular de Tauro; Goldsmith et al. 2008), (2) Formación de un filamento (Imagen del continuo de APEX-LABOCA en la región de B213; ESO/APEX/Hacar, Tafalla & Price 2012), (3) Fragmentación y formación de un núcleo denso (zoom sobre la región de la Cadena en B213; Hacar et al. 2012) y (4) Formación de un YSO por el colapso gravitacional del gas del núcleo (emisión del continuo de APEX-LABOCA (naranja) y APEX-SABOCA (rojo) alrededor de IRAS 04166+2906 (Hacar et al. 2012), sobre el que se ha superpuesto la emisión molecular del flujo bipolar producido por la estrella (Santiago-García et al. 2009)).

Schneider et al. 2012; Figura 1.5). Los filamentos favorecen las condiciones necesarias para el colapso gravitatorio del gas dentro de las nubes, lo que hace que el proceso de formación de estrellas esté íntimamente ligado tanto a su formación y evolución, como a los procesos de fragmentación dentro de estos objetos. Aunque conocidos desde las primeras observaciones a gran escala en nubes moleculares (Schneider & Elmegreen 1979; Ungerechts & Thaddeus 1987), el origen de estos filamentos sigue estando sin embargo sujeto a un amplio debate. De acuerdo con las simulaciones, la formación de filamentos en las nubes moleculares se ve favorecida por la tendencia que presenta el gas de las nubes a formar estructuras prolatas que más tarde pueden concentrarse de manera más eficiente a lo largo de sus ejes menores, ya sea por efecto de la colisión de corrientes supersónicas o por el movimiento promovido a lo largo de las líneas de campo magnético (Padoan et al. 2001; Mac Low & Klessen 2004; Nakamura & Li 2008). Lo que sí parece cierto es que, una vez formados, la gravedad comienza a tomar un pro-

tagonismo creciente en la dinámica interna del gas en los filamentos amplificando las perturbaciones en densidad presentes en los mismos, las cuales forman las semillas que darán lugar a los núcleos densos y estrellas.

El mecanismo de fragmentación de los filamentos para la formación de los núcleos depende de las condiciones iniciales de densidad, turbulencia y campos magnéticos de estos objetos. El estudio detallado de este proceso bajo condiciones realistas sólo puede ser por tanto abordado a partir de la caracterización directa de las simulaciones (e.g. Smith et al. 2012). No obstante, notables avances en este campo han sido posibles a partir del estudio general de las propiedades de filamentos ideales e infinitos con propiedades cercanas al equilibrio. Aunque limitados, los trabajos en este campo ayudan a tener una visión global del proceso de fragmentación real de los filamentos.

A partir de cálculos analíticos (Stodólkiewicz 1963; Ostriker 1964), está demostrado que los filamentos isotermos y en equilibrio hidrostático (comúnmente conocidos como filamentos de Ostriker) obedecen una ley de densidad radial definida por <sup>2</sup>:

$$\rho(r)_{Ost} = \frac{\rho_0}{(1 + (r/H_{Ost})^2)^2} \quad \text{siendo} \quad H_{Ost}^2 = \frac{2 c_s^2}{\pi G \rho_0} \quad (1.5)$$

donde  $\rho_0$  es la densidad central (en el eje) del filamento y  $H_{Ost}$  el tamaño característico del filamento, el cual se relaciona con el radio a media potencia según  $r_{1/2} = (2^{1/2} - 1)^{1/2} H_{Ost}$ . La principal característica de estos filamentos de Ostriker es que, aunque infinitos espacialmente ( $r \rightarrow \infty$ ), presentan una masa lineal finita definida por:

$$M_{lin,Ost} = \frac{2 c_s^2}{G} \quad (1.6)$$

De acuerdo con las dos relaciones anteriores, para una temperatura dada ( $T_k \Rightarrow c_s$ ) un filamento isotermo sólo puede estar por tanto en equilibrio si su masa lineal  $M_{lin}$  es igual a la  $M_{lin,Ost}$  (= constante) y si su perfil radial sigue la relación dada por  $\rho(r)_{Ost}$ , la cual está unívocamente determinada por la densidad central del filamento. Por otro lado, y según a la teoría lineal, un filamento de Ostriker originalmente en equilibrio es gravitacionalmente inestable bajo perturbaciones axiales con longitudes de onda  $\lambda_{frag} \geq \lambda_{crit} = 3.94 H_{Ost} \sim 6 \times r_{1/2}$ , con una perturbación de crecimiento máximo con

<sup>2</sup>A partir de la relación 1.5, el perfil de densidad de los filamentos de Ostriker se ha interpretado frecuentemente como un perfil radial  $\propto r^{-4}$  (e.g. Alves et al. 1998). Si bien esta aproximación es válida para el límite asintótico  $r \gg H$ , puede demostrarse que, para valores cercanos al eje del filamento (i.e.  $r \sim H$ ), la forma funcional de  $\rho(r)_{Ost}$  sigue una distribución menos pronunciada  $\propto r^{-2} - r^{-3}$ .

una longitud de onda  $\lambda_{max} = 2 \times \lambda_{crit}$  (Larson 1985). El análisis del crecimiento temporal de estas perturbaciones revela además que, bajo el régimen lineal, este proceso de fragmentación sólo es posible para filamentos con masas lineales similares a la masa de equilibrio. Por contra, si  $M_{lin} > M_{lin,Ost}$  el colapso radial del filamento es más rápido que cualquiera de los modos longitudinales de fragmentación, lo que hace que el filamento colapse sobre su propio eje sin fragmentarse formando una barra (Inutsuka & Miyama 1992, 1997).

Comparado con el caso hidrostático puro de Ostriker, la acción de campos magnéticos y una turbulencia moderada alteran la configuración de equilibrio de los filamentos (Hanawa et al. 1993; Nakamura et al. 1993; Fiege & Pudritz 2000a,b). En el caso más simple, la presencia de un campo magnético paralelo al eje mayor del filamento ofrece una resistencia adicional al colapso radial, lo que permite a los filamentos sustentar una mayor masa lineal. Un efecto análogo se produce bajo la presencia de la turbulencia (subsónica), la cual actúa como una presión interna adicional aumentando de nuevo la masa lineal crítica ( $c_{eff}^2 = c_s^2 + c_{turb}^2$ ). No obstante, estos dos procesos tienen efectos contrapuestos durante el proceso de fragmentación. Si el nivel de turbulencia se mantiene constante durante el proceso, la fragmentación de los filamentos turbulentos sigue la misma relación funcional para la  $\lambda_{frag}$  que en el caso de Ostriker, esta vez con una  $H_{turb} > H_{Ost}$ . Por contra, la presencia de campos magnéticos tiende a reducir la escala de fragmentación crítica en función de  $H_{mag}$  ( $< H_{turb}$  para la misma  $M_{lin}$ ). Así mismo, diferentes configuraciones del campo magnético (transversal, helicoidal, ...) y la acción de una presión externa permiten obtener otras configuraciones de equilibrio tanto para la distribución radial de materia como para masa lineal crítica de los filamentos (ver Fiege & Pudritz 2000a,b).

Además de la turbulencia y los campos magnéticos, el proceso de fragmentación gravitacional de los filamentos depende de la temperatura del gas (e.g.  $M_J \propto T^{-3/2}$ ). Dentro de las nubes moleculares, se espera una variación de las propiedades térmicas del gas, con un descenso de la temperatura en el gas difuso a medida que éste aumenta su densidad hasta que alcanza su equilibrio térmico a aproximadamente 10 K. De acuerdo con varias estimaciones numéricas, la fragmentación de los filamentos se ve favorecida cuando el gas se hace isoterma (Li et al. 2003; Jappsen et al. 2005). En ese momento, el valor de la densidad ( $\rho_{iso}$ ) determina la masa más inestable dentro de los filamentos y, por tanto, la masa típica de fragmentación dentro de estos objetos (i.e.  $m_{frag} = M_{lin} \times \lambda_{frag} = f(\rho_{iso})$ ; Larson 1985; Kawachi & Hanawa 1998). Esta masa de fragmentación

típica limita y condiciona además la distribución de masas de los núcleos densos que se formarán en el interior de los filamentos (Larson 1992; Jappsen et al. 2005).

La caracterización observacional de las propiedades de los filamentos y su proceso de fragmentación interna han sido objeto de un intensivo estudio desde su descubrimiento. Los estudios clásicos sugieren que los filamentos se fragmentan de manera regular en un conjunto de núcleos densos típicamente prolatos espaciados periódicamente, como se esperaría de una fragmentación gravitacional (Schneider & Elmegreen 1979; Hartmann 2002). Los filamentos están recibiendo un renovado interés tras el lanzamiento del satélite Herschel, cuyos resultados están permitiendo derivar propiedades estadísticas generales de los filamentos como su distribución radial, su densidad de columna, su radio, su masa, y su temperatura (e.g. André et al. 2010; Men'shchikov et al. 2010; Arzoumanian et al. 2011). Estos primeros trabajos a gran escala indican que los núcleos tienden a formarse en los filamentos más densos y masivos, lo que apunta de nuevo a un proceso dominado por la gravedad. Además del estudio de su distribución de masa, la información cinemática resulta clave para entender la dinámica interna, la estabilidad y los modos de fragmentación de los filamentos (Gehman et al. 1996; Fiege & Pudritz 2000b). En particular, la cuantificación de propiedades básicas como la dispersión o los campos internos de velocidad del gas a lo largo de los filamentos es imprescindible para evaluar la influencia de los campos magnéticos y la turbulencia en estos objetos. La obtención de esta información, posible únicamente a partir de observaciones de líneas moleculares en el rango de ondas milimétricas (ver sección 2.1), resulta sin embargo muy compleja por las características de los radiotelescopios y receptores heterodinos actuales. De hecho, dados los tamaños típicos de los filamentos en las nubes más próximas, típicamente de varios grados de longitud, los estudios moleculares disponibles en estos objetos están normalmente restringidos a observaciones locales o de baja resolución angular (Bally et al. 1987; Mizuno et al. 1995), lo que ha impedido hasta ahora obtener una determinación precisa de sus propiedades cinemáticas. Sin embargo, dada su relevancia, un importante esfuerzo observacional es necesario como paso último para entender el proceso de fragmentación que da lugar a la formación de los núcleos densos.

Tabla 1.1: Propiedades generales de las regiones estudiadas durante el transcurso de esta tesis

Región	$M^{(1)}$ ( $M_{\odot}$ )	$D^{(2)}$ (pc)	Area <sup>(3)</sup> ( $pc^2$ )	$N_{\star}^{(4)}$ (stars)	$N_{cores}^{(5)}$ (cores)	Complejo Molecular	Entorno <sup>(6)</sup>	Ref.
L1517	30	144	$\sim 0.9$	5-10	5	Taurus	Aislado	(1)
Barnard 213	700	140	$\sim 9.5$	40	$\sim 20$	Taurus	Aislado	(2)
NGC 1333	1200	236	$\sim 1.1$	150	$\sim 40$	Perseus	Cúmulo	(3)

Notas: (1) Masa total de gas denso; (2) Distancia; (3) Área muestreada; (4) Número de estrellas dentro de la región observada ; (5) Número de núcleos densos contenidos en la zona muestreada; (6) Entorno de formación.

Referencias: (1) Hacar & Tafalla (2011); (2) Hacar et al. (2012); (3) Hacar & Tafalla (2012, in prep.)

## 1.4. Objetivos y organización de esta tesis

Las investigaciones llevadas a cabo en esta tesis se encuentran dirigidas al estudio y caracterización de todo el proceso de formación de núcleos densos en las nubes moleculares como medio para entender los procesos físicos que dan lugar a la formación de las estrellas. Como se ha discutido en las secciones precedentes, las propiedades de los núcleos densos determinan, en gran medida, las propiedades fundamentales de las estrellas que se formarán en su interior. Así mismo, el proceso y la eficiencia de formación de núcleos parece además controlar la tasa de formación estelar de las nubes moleculares. La formación y evolución de los núcleos densos está, no obstante, íntimamente ligada a las condiciones iniciales (densidad, turbulencia, campos magnéticos, etc...) y la estructura del gas en las nubes previas a su formación. Teniendo en cuenta estas consideraciones, el objetivo final de esta tesis se centra en la caracterización observacional de las propiedades del gas durante la organización, fragmentación y concentración del material dentro de las nubes moleculares. En particular, esta tesis se ha enfocado hacia el estudio de las propiedades cinemáticas y dinámicas del gas en las diferentes etapas de este proceso con el objetivo de testear las diferentes predicciones de los diferentes modelos magnéticos y turbulentos.

Esta tesis se ha realizado a partir del análisis de observaciones radioastronómicas en el rango de ondas milimétricas y submilimétricas del gas y el polvo a gran escala en diversas nubes moleculares cercanas. Los núcleos densos típicos de las nubes moleculares cercanas son objetos ampliamente estudiados en la literatura. Basándonos en el conocimiento previo de sus propiedades, nuestro estudio ha seguido una estrategia de complejidad creciente, centrándose en primera instancia en entender el gas que directamente rodea a estos núcleos como paso previo antes de abordar el análisis de la

estructura del gas a gran escala en las nubes moleculares. Para ello, nuestro trabajo está basado en la observación sistemática de 3 regiones prototípicas de formación estelar: L1517, Barnard 213 y NGC 1333. Estas regiones a estudio han sido cuidadosamente seleccionadas por presentar diferentes grados de actividad (i.e. número de estrellas y núcleos, masa, etc...), cubriendo los diferentes escenarios típicos de formación estelar dentro de las nubes moleculares, desde las regiones más aisladas hasta las regiones con formación en cúmulos (ver Tabla 1.1).

El material que forma parte de esta tesis se presenta en los Capítulos 2-7. A modo de sumario, el Capítulo 2 resume brevemente las técnicas observacionales utilizadas en el desarrollo de esta tesis. El Capítulo 3, presenta los resultados obtenidos del estudio sobre la formación de núcleos densos en la nube oscura de L1517 dentro del complejo molecular de Taurus-Auriga. Continuando en esta nube, el Capítulo 4 presenta las investigaciones llevadas a cabo en Barnard 213, uno de los filamentos más prominentes conocidos en las nubes moleculares cercanas. Derivado de este último estudio, el Capítulo 5 presenta una detallada descripción del método de FIVE, una nueva metodología de análisis desarrollada en esta tesis para la identificación y caracterización de estructuras dentro de las nubes moleculares a partir de observaciones espectroscópicas de líneas moleculares en el rango de ondas milimétricas. Tras ello, y como avance de la línea de trabajo que espera desarrollarse tras la consecución de esta tesis, el Capítulo 6 presenta los resultados preliminares obtenidos en el cúmulo de NGC 1333 perteneciente al complejo molecular de Perseo. Para finalizar, el Capítulo 7 sintetiza los principales resultados y conclusiones derivados de esta tesis.

La mayoría de los resultados obtenidos en el transcurso de este trabajo se han presentado ó están pendientes de presentarse en diversos artículos en la revista *Astronomy & Astrophysics*. Tal es el caso de los resultados del Capítulo 3 (Hacar & Tafalla 2011), de los Capítulos 4 y 5 (Hacar et al. 2012), y del Capítulo 6 (Hacar & Tafalla 2012, in prep.). Además de estos trabajos, se han realizado contribuciones menores a otros proyectos de investigación relacionados con fases más tardías de la formación estelar cuando la evolución de los YSOs produce la eyección de material a través de flujos bipolares (e.g. Tafalla et al. 2010). Al tratarse de un tema transversal, los resultados de estos estudios no se han incluido durante la redacción final de la tesis, por lo que se remite al lector interesado a consultar las referencias correspondientes. Por último, un listado de las reuniones científicas nacionales e internacionales donde han sido presentados todos estos resultados puede encontrarse en la última sección de este texto.



## **2 Observaciones radioastronómicas en nubes moleculares**

Los trabajos llevados a cabo en esta tesis se basan en la caracterización de las propiedades del gas de los núcleos prestelares y nubes moleculares a partir de observaciones radioastronómicas en los rangos de ondas milimétrico y submilimétrico. Dichas observaciones se centran en la caracterización del medio interestelar mediante el estudio de (1) la emisión molecular del gas (Sección 2.1) y (2) la emisión en el continuo del polvo (Sección 2.2). En este capítulo describiremos brevemente los principios fundamentales que justifican el uso de estas técnicas observacionales, así como los parámetros físicos que pueden ser derivados con cada una de ellas (para más detalles puede consultarse Rolfs & Wilson 1986).

### **2.1. Observaciones de líneas moleculares en ondas milimétricas**

El gas molecular es el principal constituyente de las nubes. A las temperaturas típicas en el interior de las nubes ( $T \sim 10\text{-}20\text{ K}$ ), el gas molecular emite la mayor parte de su energía en forma de líneas moleculares en el rango de ondas milimétricas y submilimétricas. El estudio detallado de esta emisión molecular resulta por tanto imprescindible para investigar las condiciones físicas del gas en estas regiones.

### 2.1.1. Trazadores moleculares en el estudio de la formación de núcleos densos

El hidrógeno molecular ( $H_2$ ) es la molécula más abundante en las nubes moleculares. Sin embargo, las características de esta molécula dificultan su utilización como trazador de la materia de las nubes. El  $H_2$ , una molécula homonuclear y simétrica, tiene un momento dipolar eléctrico nulo, lo que hace que carezca de transiciones rotacionales dipolares permitidas. Por otro lado, y si bien presenta transiciones rotacionales cuadrupolares en el rango de ondas del IR-medio, las energías de estas transiciones cuadrupolares son muy altas ( $E/k > 510$  K). A las temperaturas típicas de las nubes, con  $\sim 10$ -20 K, estas transiciones son por tanto pobremente excitadas, lo que hace que la mayor parte del material molecular frío de las nubes sea prácticamente invisible a las observaciones.

Tras el  $H_2$ , la siguiente molécula en abundancia en las nubes moleculares es el CO ( $^{12}C^{16}O$ ). Aún siendo  $\sim 10^4$  veces menos abundante que el  $H_2$ , el CO presenta notables ventajas observacionales en el estudio del gas en las nubes. La diferencia de cargas del C y el O inducen un pequeño momento dipolar eléctrico ( $\mu = 0.112$  D), dotando a esta molécula de transiciones dipolares permitidas. La excitación de las transiciones rotacionales de CO con bajos números cuánticos J requieren así mismo energías similares a las encontradas en las nubes (e.g.  $E_{ji}/k = 5.5$  y 11 K para las transiciones de CO (1-0) y (2-1), respectivamente). Por otro lado, el bajo momento dipolar de esta molécula le confiere un bajo coeficiente de emisión espontánea ( $A_{ji}$ ), lo que permite termalizar fácilmente estas transiciones a bajas densidades ( $n(H_2) \sim 10^3$  cm $^{-3}$ , ver Sección 2.1.2). Estos niveles rotacionales más bajos emiten además en el rango de ondas milimétrico y submilimétrico (e.g. 3 y 1 mm para el CO (1-0) y (2-1)), lo que permite que sean observados fácilmente desde telescopios terrestres mediante técnicas radioastronómicas estándar. Todo ello ha convertido a la molécula de CO en el trazador más utilizado para el estudio de la distribución de materia y sus propiedades en el interior de las nubes moleculares (e.g. Ungerechts & Thaddeus 1987; Goldsmith et al. 2008).

Otra de las cualidad del CO es que esta molécula presenta una amplia variedad de isótopos que comparten la mayor parte de sus propiedades con la excepción de que su abundancia es mucho menor. Con su relativa alta abundancia ( $X(CO/H_2) = 10^{-4}$ ; Lacy et al. 1994), el CO es típicamente opaco incluso a relativas bajas densidades de columna (i.e. unos pocos  $A_V$ ). La observación de isótopos menos abundantes como el  $^{13}CO$  ( $X(CO/^{13}CO) \sim 77$ ), el  $C^{18}O$  ( $X(CO/C^{18}O) \sim 560$ ), o el  $C^{17}O$  ( $X(CO/C^{17}O) \sim$

2000) permite sin embargo ser sensibles a diferentes regímenes de densidad de columna de gas, pudiendo entonces medir propiedades fundamentales como la temperatura del gas en regiones profundas de las nubes (e.g. a través del  $^{13}\text{CO}$ ) o también la densidad de columna total de gas a lo largo de la dirección de observación (i.o.s., *line-of-sight*) (a través de trazadores ópticamente delgados como el  $\text{C}^{18}\text{O}$  y el  $\text{C}^{17}\text{O}$ , entre otros)<sup>1</sup>.

Si bien las distintas variedades de CO son útiles trazadores del gas de baja densidad de las nubes moleculares, típicamente con  $n(\text{H}_2) \sim 10^{2-4} \text{ cm}^{-3}$ , todos estos trazadores no permiten estudiar las regiones más densas como los núcleos, debido a que en estas regiones los diferentes isótopos del CO desaparecen de la fase gaseosa por efecto de la depleción (Caselli et al. 1999; Kramer et al. 1999; Tafalla et al. 2002; véase una extensa revisión de la depleción en Bergin & Tafalla 2007). Debido a las bajas temperaturas presentes en las nubes, cuando una molécula de CO se encuentra con un grano de polvo, ésta se queda adherida al grano tras congelarse en su superficie. Este proceso de depleción actúa rápida y eficientemente a densidades  $n(\text{H}_2) \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , reduciendo drásticamente la abundancia de CO en la fase gaseosa al depositarse en los granos en forma de hielos. Observacionalmente, la depleción de CO y sus isótopos se manifiesta mediante una fuerte caída de la emisión de estas moléculas en las regiones más densas de las nubes, lo que impide que estos trazadores pueden ser utilizados para estudiar las regiones más internas de los núcleos densos. Un ejemplo del efecto de la depleción en la emisión del CO se muestra en la Figura 2.1 (Izq.) (Tafalla et al. 2002). En ella puede verse claramente cómo la depleción produce un descenso de la emisión de moléculas como el  $\text{C}^{18}\text{O}$  y el  $\text{C}^{17}\text{O}$  en la zona más densa del núcleo de L1498, trazada por el máximo del continuo milimétrico (ver Sección 2.2).

La desaparición del CO de la fase gaseosa produce importantes cambios en la química del gas en los núcleos (una relación de referencias puede encontrarse de nuevo en Bergin & Tafalla 2007). El CO es el mayor agente destructor de iones como el  $\text{H}_3^+$  y el  $\text{N}_2\text{H}^+$ . Si bien la depleción afecta a todas las moléculas, cuando el CO desaparece, la producción de estos iones se ve favorecida. De acuerdo con los modelos de evolución química de núcleos prestelares, tras la depleción del CO, moléculas como el  $\text{N}_2\text{H}^+$  y el  $\text{NH}_3$ , esta última derivada del propio  $\text{N}_2\text{H}^+$ , aumentan entonces su abundancia en varios

<sup>1</sup>Las razones de abundancia de los distintos isótopos del CO se refieren a los valores estándares calculados para las nubes moleculares a partir de las razones isotópicas de  $X(^{12}\text{C}/^{13}\text{C}) \sim 77$ ,  $X(^{16}\text{O}/^{18}\text{O}) \sim 560$  y  $X(^{18}\text{O}/^{17}\text{O}) \sim 3.65$  observadas en el ISM (Wilson & Rood 1994), donde estos valores son aplicables a las regiones de las nubes donde el campo UV ha sido convenientemente apantallado (i.e.  $A_V \gtrsim 2 - 3^{mag}$ ). Regiones más expuestas de las nubes o bajo la presencia de campos de radiación intensos pueden presentar no obstante relaciones de abundancia diferentes (e.g. van Dishoeck & Black 1988).

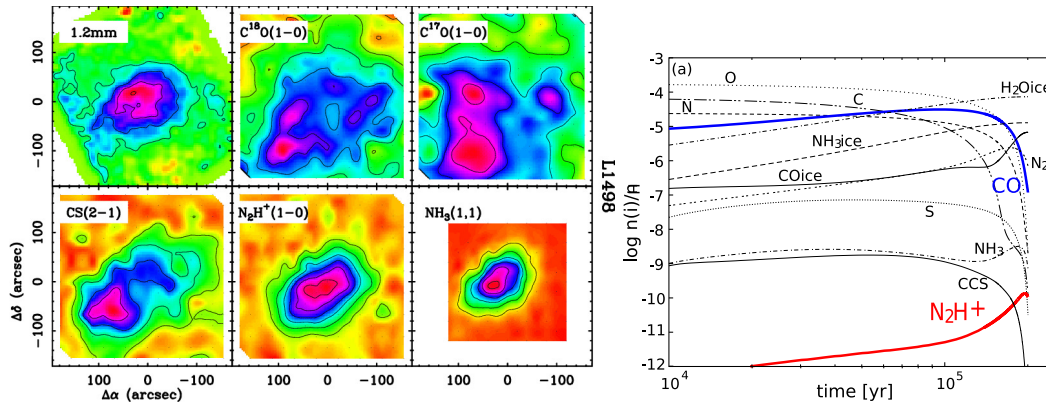


Figura 2.1: Efectos de la depleción en los diferentes trazadores moleculares en los núcleos densos. **(Izq.)** Emisión molecular en el núcleo de L1498 (Tafalla et al. 2002). De izquierda a derecha y de arriba a abajo: (1) Emisión del continuo milimétrico a 1.2 mm, comparado con la emisión molecular de (2) C<sup>18</sup>O (1-0), (3) C<sup>17</sup>O (1-0), (4) CS (2-1), (5) N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> (1-0) y (6) NH<sub>3</sub> (1,1). En esta figura pueden verse claramente los efectos de la depleción en las moléculas carbonadas (CO, CS, ...), las cuales desaparecen de la fase gaseosa produciendo un fuerte descenso de su emisión en el centro de los núcleos, mientras que se favorece la producción de moléculas nitrogenadas (N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> y NH<sub>3</sub>), observándose una correlación directa entre su emisión y la emisión del continuo. **(Drcha.)** Modelo de evolución temporal de las abundancias de CO (azul) y N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> (rojo) para un núcleo denso bajo un colapso gravitacional del tipo Larson-Penton (Aikawa et al. 2003). Nótese cómo la caída de la abundancia de CO por efecto de la depleción produce un rápido aumento de la abundancia en dos órdenes de magnitud del N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>.

órdenes de magnitud (e.g. ver Fig. 2.1 (Drcha.); Aikawa et al. 2003). Estos cambios de abundancias producidos por los efectos químicos derivados de la depleción producen una anticorrelación entre la emisión de estas moléculas nitrogenadas (N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> y NH<sub>3</sub>) y la distribución de la emisión de las moléculas carbonadas (CO, CS, ...). En términos observacionales, y como puede verse en la Fig. 2.1 (Izq.), la depleción hace que mientras los diferentes isótopos del CO presentan una estructura “anular” de emisión alrededor de los núcleos, moléculas como el N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> y el NH<sub>3</sub> presentan distribuciones de emisión similares a la emisión del continuo con su máximo localizado en el centro de estos objetos. La observación de moléculas nitrogenadas como el N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> y el NH<sub>3</sub> en los núcleos es, por tanto, no sólo un signo evidente de la acción química de la depleción, sino también necesaria si se quieren explorar las propiedades internas en las regiones más densas de estos objetos <sup>2</sup>.

<sup>2</sup>Otro efecto derivado de la depleción es el aumento de la abundancia de moléculas deuteradas como el H<sub>2</sub>D<sup>+</sup> ó el D<sub>2</sub>H<sup>+</sup> (véase de nuevo Bergin & Tafalla 2007). La deuteración del gas se produce sin embargo tras la depleción del CO y, posteriormente, del N<sub>2</sub>, donde la depleción de esta última molécula se lleva a cabo a  $n(\text{H}_2) \gtrsim 10^7 \text{ cm}^{-3}$  (Caselli et al. 2003). En regiones clásicas como Tauro, tales densidades se dan únicamente en las zonas más compactas y profundas de los núcleos. Dado que en esta tesis nuestro estudio se basa en el gas a gran escala, los efectos de deuteración no serán considerados en este texto.

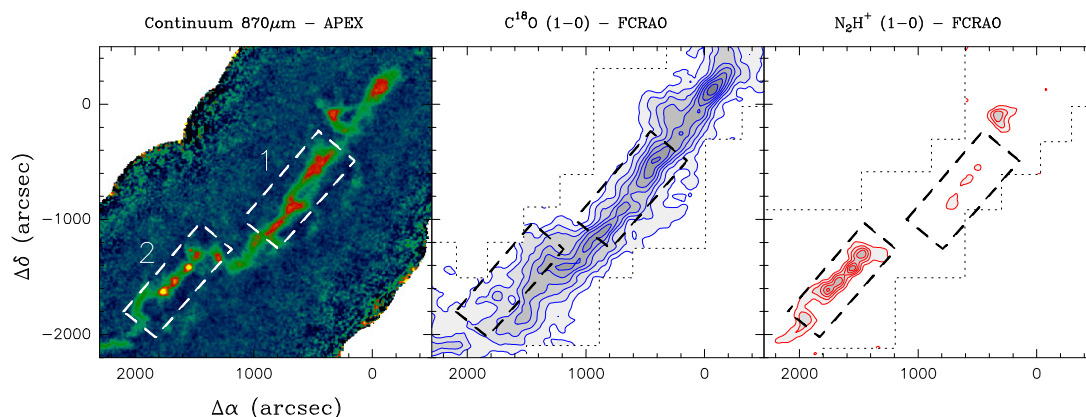


Figura 2.2: Comparación de los diferentes trazadores moleculares en la región de Barnard 213 (Capítulo 4; Hacar et al. 2012). Emisión del continuo del polvo a  $870 \mu\text{m}$  (**Izq.**) comparada con la emisión molecular integrada de  $\text{C}^{18}\text{O}$  (1-0) (**Centro**) y del  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1-0) (**Dcha.**). La emisión del continuo traza la distribución total de gas de la nube (ver Sección 2.2). De la comparación de emisión molecular con la emisión del polvo puede verse cómo, debido a los diferentes efectos de depleción, excitación y abundancia, cada uno de los trazadores moleculares es sensible únicamente a un régimen de densidad determinado. Por un lado el  $\text{C}^{18}\text{O}$  es sensible al gas más difuso y extendido (e.g. región 1), mientras que el  $\text{N}_2\text{H}^+$  aparece únicamente donde el gas se hace más denso y donde ha comenzado a actuar la depleción (e.g. región 2). El estudio global de la dinámica del gas en las nubes requiere por tanto la caracterización simultánea de diferentes trazadores moleculares.

Además de para estudiar el interior de los núcleos densos, la caracterización de los efectos de depleción puede utilizarse como indicador de la edad química del gas en las nubes moleculares. La depleción actúa eficientemente en escalas de tiempo de  $< 0.5$  Myr ( $\lesssim \tau_{ff}$ ) para densidades  $n(\text{H}_2) \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Los cambios químicos producidos por la depleción se ven además acelerados con el aumento de la densidad, por lo que sus efectos se magnifican según avanza la condensación y el colapso del gas. Debido a la rápida evolución de la depleción, se espera entonces que únicamente aquellas regiones más jóvenes puedan mantener una alta abundancia de CO relacionada con la emisión del continuo, frente a la alta tasa de depleción de las moléculas carbonadas y el aumento de abundancia de especies como el  $\text{N}_2\text{H}^+$  y el  $\text{NH}_3$  esperado en las regiones más evolucionadas y densas. El estudio comparativo de la emisión de distintas familias de trazadores (i.e. moléculas carbonadas vs. moléculas nitrogenadas) resulta por tanto de especial interés a la hora de cuantificar el grado de evolución del gas, principalmente para identificar aquellas regiones durante sus primeras fases de evolución (e.g. Tafalla & Santiago 2004).

Como se mencionó en el Capítulo 1, el objetivo de esta tesis se centra en la caracterización observacional de todo el proceso de condensación del gas en el interior de las nubes moleculares. No obstante, y según las consideraciones anteriores, el estudio

de las propiedades del gas durante este proceso debe tener en cuenta los efectos químicos derivados de la depleción. A tal efecto, las investigaciones llevadas a cabo en esta tesis combinan observaciones de múltiples trazadores moleculares como  $C^{18}O$ ,  $C^{17}O$ ,  $SO$ ,  $N_2H^+$  y  $NH_3$  (ver Tabla 2.1). Estas moléculas han sido específicamente elegidas por trazar diferentes fases durante el proceso de evolución de los núcleos densos. Por un lado, las moléculas de  $C^{18}O$ ,  $C^{17}O$  y  $SO$  serán utilizadas para trazar la emisión más difusa durante las primeras fases de la evolución del gas en la nube a densidades típicas de  $n(H_2) \sim 10^{2-4} \text{ cm}^{-3}$ . Por su parte, las moléculas de  $N_2H^+$  y  $NH_3$ , ambas producidas tras la depleción del  $CO$ , se emplearán como trazadores de las regiones más densas y evolucionadas con  $n(H_2) > 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Con el estudio simultáneo de estos trazadores se pretende entonces conectar los diferentes regímenes de densidad dentro de las nubes moleculares, desde el gas más extendido hasta las zonas más compactas de los núcleos (ver Figura 2.2).

Como se discutió en la introducción, la formación de núcleos densos está relacionada con la estructura y evolución completa del gas en la nube. Para estudiar los procesos físicos dentro de las nubes, durante esta tesis se han obtenido mapas a gran escala de la emisión molecular de los diferentes trazadores anteriores en algunas de las nubes moleculares cercanas más importantes. Estas observaciones se han realizado con los radiotelescopios de antena única más avanzados del mundo como el FCRAO 14m, IRAM 30m y Effelsberg 100m. Nuestras observaciones combinan grandes mosaicos de mapas realizados a partir de técnicas de mapeo rápido OTF (*On-The-Fly*) en modos tanto en conmutación de posiciones P<sub>Sw</sub> (*Position Switching*; FCRAO-14m) como en conmutación de frecuencias F<sub>Sw</sub> (*Frequency Switching*; IRAM 30m y Effelsberg 100m). Típicamente, estos mapas OTF a gran escala se han obtenido a partir de la combinación de decenas o incluso centenares de miles de espectros. El manejo de tal volumen de espectros ha requerido la aplicación de técnicas especiales de análisis de datos moleculares a gran escala, algunas de ellas específicamente diseñadas y desarrolladas en el transcurso de estas tesis (Capítulo 5).

### 2.1.2. Caracterización de la emisión molecular y propiedades físicas derivadas

El estudio de los espectros moleculares permite extraer información a cerca de varias propiedades físicas fundamentales como la densidad de columna del gas, la temperatura,

la dispersión de velocidades y la velocidad típica del gas en los núcleos densos y nubes moleculares. Dado el uso extensivo que realizaremos en capítulos posteriores, en esta sección describiremos brevemente los principios básicos necesarios para obtener estas propiedades a partir de los observables proporcionados por los espectros. El desarrollo pormenorizado de todas las relaciones presentadas a continuación puede encontrarse en libros específicos como Rolfs & Wilson (1986), Estalella & Anglada (1996) ó Stahler & Palla (2004).

■ **Población de los niveles de energía, termalización del gas y densidad crítica de una molécula:**

La ecuación de Boltzmann describe la relación entre las poblaciones de los niveles de energía  $j$  e  $i$  de una molécula en Equilibrio Termodinámico, a partir de su temperatura de excitación de la transición  $T_{ex}^{ji}$ :

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{g_j}{g_i} \cdot e^{-h\nu_{ji}/kT_{ex}^{ji}} \quad (2.1)$$

donde  $n_i$  y  $g_i$  son la población y el peso estadístico del nivel  $i$ , respectivamente, mientras que  $\nu_{ji}$  es la frecuencia de la transición ( $j-i$ ). Se dice que un gas está termalizado cuando las poblaciones de los niveles están dominadas por colisiones. Tradicionalmente se considera que la excitación de una molécula empieza a acercarse a la termalización cuando la densidad del gas es igual a la densidad crítica, que esta definida por

$$C_{ji} = A_{ji}$$

con  $C_{ji} = n \cdot \gamma_{ji}$ , donde  $\gamma_{ji} = \sigma_{ji} \langle v_{H_2} \rangle$  es el coeficiente de desexcitación colisional,  $\sigma_{ji}$  es la sección eficaz de colisión de la molécula y  $\langle v_{H_2} \rangle = \sqrt{\frac{8kT_k}{\pi m_{H_2}}}$  es la velocidad promedio de las partículas bajo una distribución Maxwelliana de velocidades a una temperatura cinética  $T_k$  dada.

Despejando entonces la densidad de la ecuación anterior tendremos que la densidad crítica a la que se alcanza la termalización es:

$$n_c = \frac{A_{ji}}{\gamma_{ji}} \quad (2.2)$$

A densidades iguales o mayores que la  $n_c$  la transición entre los niveles  $i$  y  $j$  está dominada por colisiones y por tanto se aproxima a la termalización. Bajo las condiciones

Tabla 2.1: Propiedades básicas de las transiciones moleculares utilizadas en esta tesis.

Transition	$\nu_{ji}$ (MHz)	$A_{ji}$ ( $s^{-1}$ )	$\gamma_{ji}^{10 K}$ ( $cm^{-3} s^{-1}$ )	$n_c^{10 K}$ ( $cm^{-3}$ )
C <sup>18</sup> O (J=1-0)	109782.176 <sup>(1)</sup>	$6.3 \times 10^{-8}$	$3.3 \times 10^{-11}$	$1.9 \times 10^3$
C <sup>18</sup> O (J=2-1)	219560.358 <sup>(1)</sup>	$6.0 \times 10^{-7}$	$3.0 \times 10^{-11}$	$2.0 \times 10^4$
C <sup>17</sup> O (J=1-0)	112358.990 <sup>(2)</sup>	$6.7 \times 10^{-8}$	$3.3 \times 10^{-11}$	$2.0 \times 10^3$
SO (J <sub>N</sub> =3 <sub>2</sub> -2 <sub>1</sub> )	99299.890 <sup>(3)</sup>	$1.1 \times 10^{-5}$	$2.2 \times 10^{-11}$	$5.0 \times 10^5$
N <sub>2</sub> H <sup>+</sup> (J=1-0)	93173.764 <sup>(4)</sup>	$3.6 \times 10^{-5}$	$2.6 \times 10^{-10}$	$1.4 \times 10^5$
NH <sub>3</sub> (J,K=1,1)	23694.495 <sup>(5)</sup>	$1.7 \times 10^{-7}$	$8.8 \times 10^{-11}$	$1.9 \times 10^3$
NH <sub>3</sub> (J,K=2,2)	23722.635 <sup>(5)</sup>	$2.2 \times 10^{-7}$	$1.1 \times 10^{-10}$	$2.0 \times 10^3$

Notas:  $\gamma_{ij}^{10 K}$  y  $A_{ji}$  obtenidos de la base de datos LAMDA (<http://home.strw.leidenuniv.nl/mol-data/>); Referencias: (1) Cazzoli et al. (2003); (2) Cazzoli et al. (2002); (3) Tafalla et al. (2006); (4) Pagani et al. (2009); (5) Kukolich (1967).

de termalización, las poblaciones de todos los niveles de energía pueden ser descritas a partir de una única  $T_{ex}$  en la ecuación de Boltzmann, siendo ésta similar a la temperatura cinética del gas  $T_k$ . Cuando el gas está termalizado, y por tanto  $T_{ex}^{ji} = T_{ex} = T_k$ , se dice que el gas cumple las condiciones de Equilibrio Termodinámico Local (LTE; *Local Thermodynamic Equilibrium*).

En LTE, la población de un nivel puede darse también a partir del número total de partículas ( $n = \sum_{i=0}^{\infty} n_i$ ):

$$\frac{n_j}{n} = \frac{g_j}{Q} \cdot e^{-E_j/kT_{ex}} \quad (2.3)$$

O bien en función de la densidad de columna  $N_j$ , integrando a lo largo de toda la l.o.s. ( $N_j = \int n_j \cdot ds$ ), y la densidad de columna total ( $N = \sum_{i=0}^{\infty} N_i$ ):

$$\frac{N_j}{N} = \frac{g_j}{Q} \cdot e^{-E_j/kT_{ex}} \quad (2.4)$$

Donde, para ambos casos,  $Q = \sum_{j=0}^{\infty} g_j e^{-E_j/kT_{ex}}$  es la función de partición de la molécula.

La Tabla 2.1 resume los coeficientes de Einstein  $A_{ji}$  y los coeficiente de desexcitación colisional  $\gamma_{ji}$  de las moléculas utilizadas en los estudios llevados a cabo en esta tesis. Así mismo, y como guía para los siguientes capítulos, esta tabla contiene el cálculo

lo de las densidades críticas de cada una de estas transiciones según la Ecuación 2.2. A partir de esta tabla puede verse cómo transiciones como el  $C^{18}O$  (1-0) son fácilmente excitables a densidades bajas, lo que las convierte en excelentes trazadores del gas difuso, mientras que otras como el  $N_2H^+$  (1-0) necesitan densidades mucho mayores para estar termalizadas, lo que hace que esta transición se excite de manera eficiente únicamente en las regiones más densas de las nubes, esto es, en los núcleos densos.

■ **Ecuación de transporte radiativo:**

La ecuación de transporte radiativo nos permite relacionar la temperatura (o intensidad) medida de una línea molecular  $T_L$  con la temperatura de excitación  $T_{ex}$  de la molécula, su opacidad  $\tau$  y la temperatura de fondo  $T_{bg}=2.7K$  como:

$$T_{L,v} = (J_v(T_{ex}) - J_v(T_{bg})) (1 - e^{-\tau_v}) \quad (2.5)$$

donde  $J_v(T) = \frac{hv/k}{e^{hv/kT} - 1}$ , la cual puede suponerse constante para una frecuencia dada siempre que la línea sea suficientemente estrecha ( $J_v(T) \simeq J_{v_0}(T)$ ).

Según el medio sea ópticamente delgado o grueso, la ecuación (2.5) puede expresarse como:

- Caso ópticamente grueso ( $\tau \gg 1$ ):  $T_{L,v} = (J(T_{ex}) - J(T_{bg}))$
- Caso ópticamente delgado ( $\tau < 1$ ):  $T_{L,v} = (J(T_{ex}) - J(T_{bg})) \cdot \tau_v$

Además, cuando  $hv/k \ll T$  la función  $J(T)$  puede aproximarse por:

$$J(T) = \frac{hv/k}{e^{hv/kT} - 1} \simeq T \quad (2.6)$$

La cual es conocida como aproximación de Rayleigh-Jeans.

Bajo esta aproximación la ecuación (2.5) del transporte radiativo puede simplificarse como:

$$T_L = (J(T_{ex}) - J(T_{bg})) (1 - e^{-\tau}) \xrightarrow{R-J} T_L = (T_{ex} - T_{bg}) (1 - e^{-\tau}) \quad (2.7)$$

que, por ejemplo, para el  $^{12}CO$  (1-0) puede aplicarse a temperaturas tales que  $T_{ex} \gg 5.5$  K.

Por otro lado, de integrar la ecuación del transporte radiativo para toda la dirección de observación en el caso ópticamente delgado tenemos:

$$\int T_{L,\nu} \cdot d\nu = (J(T_{ex}) - J(T_{bg})) \int \tau_\nu \cdot d\nu \quad (2.8)$$

donde, asumiendo un perfil gaussiano de la línea  $\phi(\nu)$  (ver a continuación), la opacidad puede expresarse como:  $\tau_\nu \simeq \tau_0 \cdot \Delta\nu_{FWHM} \phi(\nu)$  (con  $\int \phi(\nu) d\nu = 1$ ). En este caso la ecuación (2.8) queda como:

$$\int T_{L,\nu} \cdot d\nu = (J(T_{ex}) - J(T_{bg})) \tau_0 \cdot \Delta\nu_{FWHM} = T_{L,0} \cdot \Delta\nu_{FWHM} \quad (2.9)$$

La opacidad  $\tau_\nu$  de una línea de frecuencia  $\nu$  puede calcularse de forma detallada según la expresión siguiente:

$$\tau_\nu = \frac{c^2}{8\pi\nu_{ij}^2} \cdot A_{ji} N_j \left( e^{h\nu_{ji}/kT_{ex}} - 1 \right) \phi(\nu) \quad (2.10)$$

con  $\int \tau_\nu \cdot d\nu = (\nu/c) \int \tau_\nu \cdot d\nu$ , para expresarlo en función de la velocidad.

Y suponiendo de nuevo que tenemos un perfil gaussiano para la línea, la opacidad queda como:

$$\tau_0 = \frac{c^2}{8\pi\nu_{ij}^2 \Delta\nu_{FWHM}} \cdot A_{ji} N_j \left( e^{h\nu_{ji}/kT_{ex}} - 1 \right) \quad (2.11)$$

#### ■ Estimación de la densidad de columna de gas

La densidad de columna  $N_j$  define el número total de moléculas por unidad de superficie a lo largo de toda la l.o.s. y en un determinado estado de excitación que contribuyen a la emisión de la línea. Suponiendo que la excitación es constante a lo largo de la dirección de observación, la  $N_j$  se obtiene entonces integrando la ecuación (2.10) a todo el rango de velocidades de la línea como:

$$N_j = \frac{8\pi\nu_{ji}^3}{c^3} \frac{1}{A_{ji} e^{h\nu_{ji}/kT_{ex}} - 1} \cdot \int \tau_\nu d\nu \quad (2.12)$$

A partir de esta ecuación podemos obtener la expresión para la densidad de columna total de una molécula N en función de la emisión integrada de la línea sin más que

aplicar la ecuación (2.4) y sustituyendo la opacidad integrada según la ecuación (2.9):

$$N = \frac{8\pi\nu_{ji}^3}{c^3} \frac{Q}{A_{ji}g_j} \cdot \frac{e^{E_j/kT_{ex}}}{e^{h\nu_{ji}/kT_{ex}} - 1} \cdot \frac{\int T_{L,\nu} \cdot d\nu}{(J(T_{ex}) - J(T_{bg}))} = f(T_{ex}) \cdot \int T_{L,\nu} \cdot d\nu \quad (2.13)$$

o bien en función de la opacidad central  $\tau_0$  :

$$N = \frac{8\pi\nu_{ji}^3}{c^3} \frac{Q}{A_{ji}g_j} \cdot \frac{e^{E_j/kT_{ex}}}{e^{h\nu_{ji}/kT_{ex}} - 1} \cdot \tau_0 \cdot \Delta\nu_{FWHM} \quad (2.14)$$

El cálculo de la densidad de columna de gas resulta imprescindible para estimar la masa total de las nubes y núcleos densos. La aplicación de la Ecuación 2.13 permite obtener la densidad de columna total de un determinado trazador (A), siempre y cuando su emisión sea ópticamente delgada (ver a continuación). Si la abundancia absoluta de este trazador es conocida ( $X(A/H_2)$ ), esta densidad de columna puede entonces utilizarse para inferir directamente la densidad de columna total de  $H_2$ :

$$N(H_2) = N(A) \cdot X(A/H_2) \quad (2.15)$$

de donde se puede obtenerse directamente la masa total del gas a lo largo de la l.o.s. sin más que integrar a lo largo de la superficie cubierta por la observación. Dicho cálculo se ha utilizado de manera intensiva en esta tesis para obtener la masa de gas en las nubes moleculares a partir de la observación del  $C^{18}O$  (1-0) (e.g. Capítulos 3 y 4).

La caracterización precisa de la cantidad total de gas a lo largo de la l.o.s. se encuentra en cualquier caso limitada por la determinación de la abundancia absoluta de los trazadores moleculares utilizados. Clásicamente la abundancia absoluta de trazadores como el  $C^{18}O$  se toma típicamente como un valor constante, calculado a partir de la comparación estadística de la densidad de columna total de dicha molécula con medidas de extinción (e.g.  $X(C^{18}O/H_2) = 1.7 \times 10^{-7}$ , Frerking et al. 1982). La determinación de la abundancia de las moléculas está sujeta sin embargo a numerosas incertidumbres dadas por diversos efectos como la excitación, la depleción o las posibles variaciones de abundancia tanto locales como en función de la profundidad óptica de la nube. Todo ello introduce una fuente de error de (al menos) un factor 2 en el cálculo de las densidades de columna y las masas del gas derivadas a partir de observaciones en líneas milimétricas.

▪ **Cálculo de la temperatura de excitación de una molécula:**

La  $T_{ex}$  puede obtenerse de manera directa de la ecuación del transporte radiativo en el caso de una transición ópticamente espesa simplemente despejando de la ecuación (2.5):

$$T_{ex} = \frac{h\nu_{ji}/k}{\ln\left(\frac{h\nu_{ji}}{k(T_L + J(T_{bg}))} + 1\right)} \xrightarrow{R-J} T_{ex} = T_L + T_{bg} \quad (2.16)$$

A partir de esta fórmula, la  $T_{ex}$  de una molécula puede calcularse sin más que medir la  $T_L$  del espectro. En caso de LTE, la  $T_{ex} = T_K$ , por lo que esta misma relación puede utilizarse para estimar la temperatura cinética del gas. En este caso debe recordarse no obstante que la  $T_K$  medida de esta manera refleja la temperatura cinética del gas en la región donde la profundidad óptica se hace  $\tau \sim 1$ , mientras que ésta puede ser diferente a profundidades ópticas mayores.

▪ **Cálculo de la opacidad de una línea molecular:**

El cálculo de la opacidad de una transición puede hacerse de manera sencilla a partir de la ecuación de transferencia radiativa (2.5):

$$\tau = -\ln\left(1 - \frac{T_L}{J(T_{ex}) - J(T_{bg})}\right) \quad (2.17)$$

A partir de la estimación de la  $\tau$  de una molécula A, puede estimarse la opacidad de otra molécula B de frecuencia próxima a partir del cociente de las opacidades de ambas según la ecuación (2.10), asumiendo que tanto sus  $T_{ex}$  como  $A_{ji}$  son similares y que la emisión de ambas molécula proviene de la misma región:

$$\frac{\tau_A}{\tau_B} \simeq \frac{N_A}{N_B} = X \left(\frac{A}{B}\right) \quad (2.18)$$

Sabiendo entonces que la relación entre las opacidades de dos líneas es proporcional a la densidad de columna de ambas y, por tanto, es proporcional su abundancia relativa ( $X(A/B)$ ), puede estimarse la opacidad de la segunda línea como:

$$\tau_B = X\left(\frac{B}{A}\right) \cdot \tau_A \quad (2.19)$$

El cálculo de la densidad de columna total de gas (Ec. 2.13) requiere el uso de trazadores ópticamente delgados. La opacidad de una línea puede sin embargo variar en función de

las regiones a estudio. Por ejemplo, si bien el  $^{13}\text{CO}$  (1-0) es una transición típicamente delgada en el medio difuso, esta transición se vuelve rápidamente opaca al observar las regiones próximas a los núcleos, dejando de ser un trazador útil de la densidad de columna de gas en dichas zonas. Para trazar estas regiones es más útil utilizar transiciones de trazadores menos abundantes como el  $\text{C}^{18}\text{O}$  (1-0) ( $X(^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}) \sim 7.3$ ; Wilson & Rood 1994). No obstante, y aunque poco probable, estas transiciones pueden también llegar a alcanzar altas opacidades. En este caso es necesario recurrir a trazadores aún más exóticos como el  $\text{C}^{17}\text{O}$  ( $X(\text{C}^{18}\text{O}/\text{C}^{17}\text{O}) \sim 3.65$ ; Wilson & Rood 1994), el cual permite evaluar la opacidad de sus isótopos más abundantes a partir de la Ecuación 2.19.

■ **Determinación de las propiedades cinemáticas del gas: velocidad y dispersión**

Debido al efecto Doppler, si una molécula se mueve respecto al observador con una velocidad radial  $V_r$ , los fotones emitidos por dicha molécula del gas a una determinada frecuencia  $\nu_0$  serán recibidos a una frecuencia diferente  $\nu$ , donde la relación entre las frecuencias de emisión y recepción obedecen la relación:

$$\frac{\nu_0 - \nu}{\nu_0} = -\frac{V_r}{c} \quad (2.20)$$

siendo  $c$  la velocidad de la luz. Por otro lado, si el gas está en equilibrio termodinámico a una temperatura  $T$  ( $=T_K$ ), la distribución de velocidades de sus moléculas queda descrita por la ecuación de Maxwell-Boltzmann:

$$f(V_r) = 4\pi V_r^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mV_r^2}{2kT}\right) \propto \exp\left(-\frac{V_r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.21)$$

donde  $m$  es la masa atómica del gas y  $\sigma = \sqrt{kT/m}$  la dispersión interna de velocidad del gas debida a la agitación térmica. Dado que  $V_r$  y  $\nu$  están relacionadas por la Ecuación (2.20), el perfil de emisión del gas debe por tanto obedecer una distribución similar a la distribución de velocidades del gas, la cual adopta una forma gaussiana que puede expresarse (tras ser convenientemente normalizada y siempre y cuando  $\sigma_D \ll \nu_0$ ) como:

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_D} \cdot \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\sigma_D^2}\right) \quad \text{con} \quad \sigma_D = \frac{\nu_0}{c} \left(\frac{kT}{m}\right)^{1/2} \quad (2.22)$$

donde  $\sigma_D$  es la dispersión en frecuencias producida por efecto Doppler.

En muchas ocasiones resulta más práctico estudiar la emisión de las líneas en términos de velocidades. En particular, en las observaciones radioastronómicas las velocidades se estudian típicamente en el sistema de referencia local (LSR, Local Standard of Rest), esto es, las velocidades del gas una vez sustraído el movimiento de Sol alrededor del centro galáctico (Rofls & Wilson 1986). En tal caso, la conversión entre frecuencias y velocidades de la Ecuación (2.20) en función del LSR toma la forma:

$$\frac{v_0 - v}{v_0} = -\frac{V_r - V_{lsr}}{c} \quad (2.23)$$

donde  $V_r - V_{lsr}$  es la velocidad radial del gas respecto al sistema LSR. Dado que para una línea cualquiera se satisface que  $\int \phi(v) \cdot dv = \int \phi(V) \cdot dV$ , el perfil de línea en función de la velocidad queda como:

$$\phi(V) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(V_r - V_{lsr})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.24)$$

donde, de nuevo,  $\sigma$  es la dispersión de velocidad del gas (según una distribución maxwelliana) a lo largo de la dirección de observación. Esta ecuación puede además expresarse en términos de la anchura a media potencia de la línea  $\Delta V$  como:

$$\phi(V) = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta V} \cdot \exp\left(-\frac{4 \ln 2 (V_r - V_{lsr})^2}{\Delta V^2}\right) \quad \text{con} \quad \Delta V = \sqrt{\frac{8 \ln 2 kT}{m}} \quad (2.25)$$

donde  $\sigma$  y  $\Delta V$  se encuentran directamente relacionadas por:

$$\sigma = \sqrt{\frac{kT}{m}} = \frac{\Delta V}{\sqrt{8 \ln 2}} \quad (2.26)$$

Las ecuaciones anteriores se aplican al caso en que la dispersión de velocidades del gas esté determinada únicamente por la dispersión térmica del mismo. No obstante, las líneas moleculares observadas presentan anchuras típicamente mayores que las anchuras térmicas esperadas para las temperaturas encontradas en el ISM (i.e.  $\Delta V_{obs} > \Delta V$ ). Este ensanchamiento es debido a la acción de procesos no-térmicos (e.g. turbulencia) que introducen un aumento de la dispersión de velocidad a lo largo de la l.o.s..

En estado estacionario, un fluido bajo la acción de fuerzas aleatorias (i.e. turbulencias) tiende a presentar una distribución de velocidades gaussianas, de acuerdo con el teorema del límite central. Si la distribución de velocidades de los procesos no-térmicos

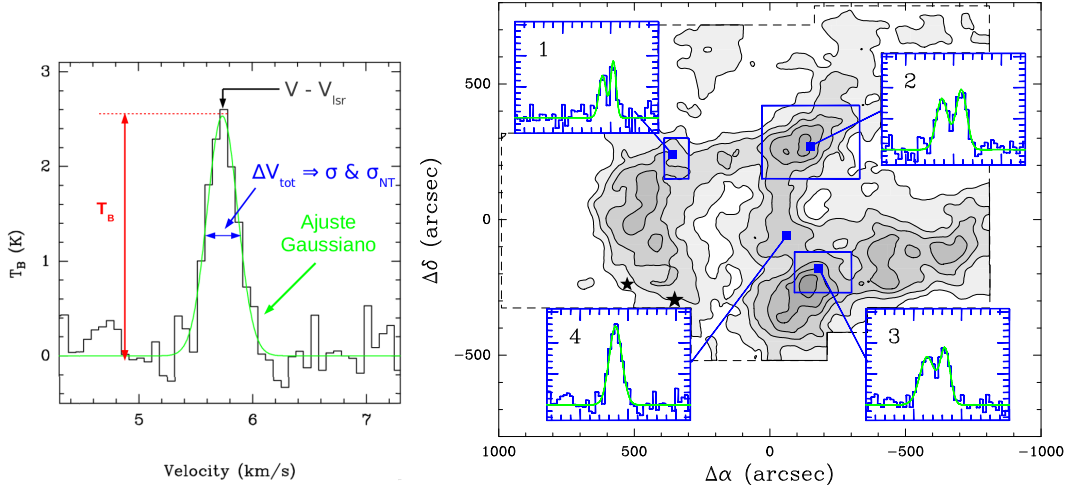


Figura 2.3: Determinación de las propiedades cinemáticas del gas a partir de espectros moleculares. **(Izq.)** Ajuste de una gaussiana y parámetros derivados de un espectro típico. **(Dcha.)** Ejemplos de ajustes gaussianos (en verde) en los espectros de  $C^{18}$  (1-0) para la caracterización de las propiedades cinemáticas del gas en L1517 (Hacar & Tafalla 2011).

del gas sigue entonces una distribución de tipo gaussiano similar la descrita por la Ecuación 2.24, esta vez con una dispersión de velocidad  $\sigma_{NT}$ , puede demostrarse que el perfil de línea resultante es de nuevo una gaussiana con una dispersión de velocidad o una anchura total tal que<sup>3</sup>:

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma^2 + \sigma_{NT}^2} \quad \xleftrightarrow{Ec.2.26} \quad \Delta V_{tot} = \sqrt{\Delta V^2 + \Delta V_{NT}^2} \quad (2.27)$$

Asumiendo un perfil gaussiano de la emisión y que ésta es ópticamente delgada para todo el rango de frecuencias estudiado (i.e.  $\tau_\nu < 1 \forall \nu$ ), la caracterización de las líneas moleculares mediante la medida de observables como el centroide de la línea ( $V_r - V_{LSR}$ ) y su anchura a media potencia ( $\Delta V_{tot}$ ) permite entonces estimar directamente las propiedades cinemáticas del gas (i.e.  $V_r$ ,  $\sigma$  y  $\sigma_{NT}$ ) sin más que aplicar las ecuaciones anteriores (Véase la Figura 2.3 Izq.)<sup>4</sup>. En particular, el estudio de las propiedades cinemáticas del gas a partir del análisis del perfil gaussiano de los espectros constituye el corazón del análisis llevado a cabo en esta tesis. Como se demostrará en los Capítulos 3-6, el análisis detallado de la cinemática a partir del estudio de los perfiles de línea

<sup>3</sup>Véase una derivación detallada de estas relaciones en Stahler & Palla (2004).

<sup>4</sup>Típicamente al valor de la velocidad  $V_r - V_{LSR}$  se le denomina directamente velocidad  $V_{LSR}$ , donde ésta se refiere a la velocidad del gas respecto al sistema de referencia LSR.

resulta vital para entender las propiedades del gas durante el proceso de formación de núcleos densos en las nubes moleculares (e.g. Figura 2.3 Drcha.).

## 2.2. Observaciones en el continuo

Además del gas, un  $\sim 1\%$  de la masa del ISM esta formado por polvo interestelar, principalmente constituido por silicatos y grafito. A pesar de su relativamente baja proporción respecto al material molecular, el polvo juega un papel fundamental en el equilibrio térmico y la química del gas de las nubes moleculares, la extinción del ISRF y, por supuesto, la formación y evolución de sistemas planetarios<sup>5</sup>. En el campo de la formación estelar, el polvo ha sido comúnmente estudiado a partir de observaciones de su emisión en el continuo en longitudes de onda milimétricas y submilimétricas para determinar propiedades fundamentales de los núcleos prestelares y las nubes moleculares como son sus masas y sus densidades de columna (e.g. Motte et al. 1998; Enoch et al. 2006; Kauffmann et al. 2008).

### 2.2.1. Cálculo de la densidad de columna

Comparado con la emisión de las moléculas, la emisión del continuo del polvo interestelar en el rango de ondas milimétricas y submilimétricas presenta algunas ventajas observacionales. La emisión del continuo milimétrico está producida por la emisión térmica de los granos del polvo. Esta emisión es por tanto independiente de las variaciones de excitación, abundancias y procesos químicos que afectan a la emisión del gas (Sección 2.1). La emisión del continuo a longitudes de onda milimétricas es además ópticamente delgada, lo que hace que el flujo de emisión sea directamente proporcional a la densidad de columna total de polvo a lo largo de la l.o.s. A pesar de presentar una abundancia escasa ( $\sim 1\%$ ), la relación polvo-gas parece mantenerse constante en el medio interestelar (Bohlin et al. 1978). El valor de la densidad de columna de polvo puede utilizarse entonces para estimar directamente la cantidad de  $H_2$  a lo largo de la l.o.s., lo que convierte a la emisión del continuo milimétrico y submilimétrico en un útil trazador de la densidad de columna total de gas en las nubes.

---

<sup>5</sup>Una extensa revisión de las propiedades del polvo y su influencia en el ISM pueden encontrarse en los libros de Spitzer (1978) y Draine (2011).

A partir de observaciones de la emisión del continuo en longitudes de onda milimétricas, la densidad de columna total de gas ( $N(\text{H}_2)$ ) puede calcularse a partir del flujo observado ( $F_\nu$ ) por unidad de superficie ( $\Omega$ ) según la relación:

$$N(\text{H}_2) = \frac{F_\nu}{\Omega \mu_{\text{H}_2} m_{\text{H}} \kappa_\nu B_\nu(T_{\text{dust}})} \quad (2.28)$$

donde  $\mu_{\text{H}_2}$  es el peso molecular por átomo de H,  $m_{\text{H}}$  el peso atómico del H,  $\kappa_\nu$  la opacidad del polvo y  $B_\nu(T_{\text{dust}})$  la emisión de un cuerpo negro con temperatura  $T=T_{\text{dust}}$  a la frecuencia  $\nu$  (la derivación de esta relación puede encontrarse, por ejemplo, en Kauffmann et al. 2008). Para una frecuencia dada, esta relación presenta sin embargo una dependencia con las propiedades del polvo. Por un lado, la estimación de la densidad de columna depende de la opacidad  $\kappa_\nu$ , un parámetro que depende a su vez de sus propiedades microscópicas (e.g. densidad, distribución de tamaños y hielos, etc...; Ossenkopf & Henning 1994). Así mismo, esta estimación depende de la temperatura del polvo  $T_{\text{dust}}$ . Cada una de estas propiedades puede variar además de manera independiente tanto espacialmente (e.g. diferencias de temperatura por exposición a fuentes UV) como temporalmente (e.g. evolución de los granos de polvo por coagulación). El estudio de estas propiedades resulta extremadamente complejo al ser muy difícil aislar los efectos de temperatura y cambios internos de los granos (Kramer et al. 2003; Schnee et al. 2007). Por este motivo, es práctica estándar el hecho de asumir que  $\kappa_\nu$  y  $T_{\text{dust}}$  toman valores constantes. Aunque útil, esta estimación introduce una incertidumbre en no menos de un factor 2 en cualquier cálculo derivado de la emisión del continuo.

Durante el desarrollo de esta tesis se ha utilizado el estudio de la emisión del continuo milimétrico para determinar y modelizar la densidad de columna de los núcleos densos y nubes moleculares (e.g. Capítulo 3). Para ello se han analizado observaciones (mapas) a gran escala del continuo obtenidas a 3 frecuencias diferentes: 1200  $\mu\text{m}$ , 870  $\mu\text{m}$  y 350  $\mu\text{m}$ . Cada una de estas frecuencias se ha observado respectivamente con las cámaras bolométricas (*arrays*) de MAMBO-2 ( $\nu_0 = 1200 \mu\text{m}$ , FWHM = 11 arcsec,  $N_{\text{pix}} = 117$  bolómetros, FOV= 4 arcmin; Kreysa et al. 2002) en IRAM-30m y LABOCA ( $\nu_0 = 870 \mu\text{m}$ , FWHM = 19 arcsec,  $N_{\text{pix}} = 295$  bolómetros, FOV= 11 arcmin; Siringo et al. 2009) y SABOCA ( $\nu_0 = 350 \mu\text{m}$ , FWHM = 7.5 arcsec,  $N_{\text{pix}} = 39$  bolómetros, FOV= 1.5 arcmin; Siringo et al. 2010) en APEX <sup>6</sup>. Para los cálculos realizados se ha

<sup>6</sup>En la descripción técnica de los bolómetros  $\nu_0$  se refiere a la frecuencia central a la que opera cada bolómetro,  $N_{\text{pix}}$  al número total de bolómetros de cada cámara bolométrica y FOV su campo de visión instantáneo (*Field-Of-View*).

asumido que la temperatura del polvo es constante con un valor de 10 K, esto es la  $T_{dust}$  esperada típica del polvo en ausencia de fuentes internas de calentamiento, y  $\kappa_V$  se ha tomado de los valores estándares utilizados en la literatura.

### 2.2.2. Técnicas de observación del continuo (sub-)milimétrico a partir de radiotelescopios en tierra

La detección de objetos astronómicos del ISM en el continuo milimétrico y submilimétrico resulta extremadamente compleja a partir de observaciones desde tierra. Durante las observaciones, los bolómetros realizan una medida continua del flujo de emisión que llega al detector. El flujo medido por cada bolómetro está formado por la contribución conjunta de la emisión de la atmósfera, la emisión del receptor y el telescopio y la emisión del objeto a estudio. Típicamente, la emisión proveniente de las fuentes no astronómicas (atmósfera+instrumentos) es sin embargo órdenes de magnitud más intensa que las de las fuentes de interés científico. La observación desde telescopios terrestres del continuo milimétrico y submilimétrico requiere por tanto la aplicación de técnicas específicas que permitan reconstruir la emisión de los objetos astronómicos tras ser extraída del resto de fuentes que contribuyen a la emisión. Estas técnicas tienen que tener en cuenta además que las contribuciones no-astronómicas pueden ser así mismo variables, tanto espacialmente como en el tiempo, un factor que afecta especialmente a la ejecución de mapas como los llevados a cabo en esta tesis. Todo ello tiene un marcado impacto en este trabajo por lo que a continuación describiremos los principios básicos de estas técnicas.

Para ilustrar los fundamentos de las diferentes técnicas de observación y reconstrucción de mapas del continuo, supondremos primero que las contribuciones de la atmósfera y los instrumentos son constantes o que sus variaciones presentan periodos espaciales y/o temporales muy largos. Para obtener un mapa en el continuo (sub-)milimétrico, la estrategia clásica de observación se basa en una técnica conocida como “restauración EHK” (EHK *restoration*, Emerson et al. 1979). Durante la observación, la adquisición de datos se lleva a cabo mediante la observación continua (OTF) y en diferentes pasadas (*subscans*) de la región a estudio. A lo largo del subscan, la emisión medida por cada bolómetro está dada por la diferencia de emisión entre dos puntos cercanos separados por una distancia típica (*throw*) a lo largo de la dirección de muestreo, donde esta diferencia se obtiene mediante el movimiento (*chopping*) del espejo secun-

dario en la dirección de observación. La reconstrucción de la emisión se realiza asumiendo que la emisión de la fuente estudiada es nula en los extremos del mapa. En esta situación, se supone que la sustracción entre puntos próximos ha sido capaz de eliminar aquellas contribuciones estacionarias (cielo+instrumentos), permitiendo recomponer la emisión original de la fuente deshaciendo paso a paso el proceso de sustracción anterior. La restauración EHK es una técnica comúnmente utilizada por bolómetros como MAMBO-2 en IRAM 30m. Por su parte, bolómetros más modernos como LABOCA y SABOCA usan una estrategia de potencia total (*total-power*), basada esta vez en la evaluación continua de la emisión total del conjunto de bolómetros, sin que sea necesario realizar ningún chopping. Partiendo de una observación similar en modo OTF, en este caso se supone que la fuente a estudio tiene una contribución menor a la emisión total del array. Esta técnica estima entonces la emisión del cielo y los instrumentos mediante el análisis estadístico de la emisión de los diferentes bolómetros, la cual es sustraída posteriormente para obtener la emisión del objeto.

Más allá del caso ideal, la atmósfera y los instrumentos presenta irregularidades que añaden ruido a la señal que es medida por los bolómetros. Las diferentes contribuciones al ruido se pueden clasificar en dos tipos generales: el ruido correlado y el ruido no-correlado. Se define como ruido correlado todo aquel ruido que afecta de manera similar a varios bolómetros dentro del array y que puede estar causado tanto por la variabilidad de la emisión del cielo (*skynoise*) como por inestabilidades de los instrumentos (e.g. electrónica, calentamientos del array, etc...). Mientras, el ruido no-correlado se define como aquel que afecta de manera no homogénea a los bolómetros, e incluye efectos atmosféricos (e.g. variaciones locales y/o rápidas del cielo), efectos instrumentales (e.g. calentamiento de un bolómetro por un rayo cósmico) y el propio ruido intrínseco de la observación. Además de la reconstrucción de la emisión, el proceso de reducción de datos del continuo trata de identificar y eliminar los efectos del ruido correlado de nuevo mediante el estudio estadístico de la emisión medida por los bolómetros (e.g. evaluaciones en el dominio temporal, evaluaciones del array completo y por grupos de píxeles, etc...). Por contra, la naturaleza aleatoria del ruido no-correlado impide su modelización, lo que impone un límite natural al nivel de reducción que puede ser alcanzado.

En esta tesis se ha investigado no sólo la emisión compacta de los núcleos densos, objetos típicamente con tamaños de  $\sim 2$  arcmin en las regiones de formación cercanas, sino también la emisión extendida de sus envolturas y las nubes moleculares, las cuales puede alcanzar tamaños de varios decenas de arcmin en extensión. La recuperación de

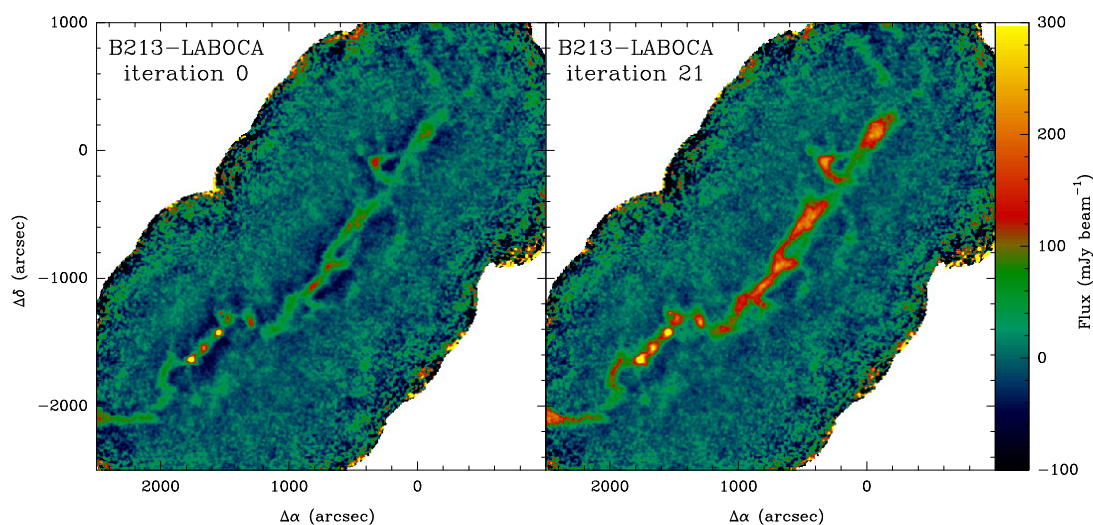


Figura 2.4: Ilustración del proceso de reducción de datos del continuo utilizado en el desarrollo de esta tesis a partir de las observaciones de Barnard 213 realizadas con APEX-LABOCA (Capítulo 4). **(Izq.)** Reducción básica. **(Dcha.)** Reducción obtenida tras la aplicación de un modelo de fuente con 21 iteraciones (ver una descripción detallada de los parámetros del método en Belloche et al. 2011). En ambos casos el mapa final está convolucionado a un haz final de 25 arcsec. Nótese cómo la utilización del modelo de fuente optimiza tanto la recuperación de la señal de la fuente astronómica como la reducción del ruido del mapa.

esta emisión extendida supone un reto importante para las técnicas de observación del continuo (véase una discusión detallada en varias referencias de la literatura, e.g. Enoch et al. 2006; Kauffmann et al. 2008; Belloche et al. 2011). Por la construcción intrínseca de los bolómetros, la extensión máxima de la emisión que puede ser recuperada de manera directa con una reducción estándar está limitada por el FOV del array. La razón proviene del método con que se evalúa la contribución del ruido en el detector. Como se discutió anteriormente, el ruido correlado se estima a partir del análisis estadístico de los diferentes bolómetros del array. Cuando la emisión que quiere detectarse presenta un tamaño proyectado comparable al FOV del detector, ésta empieza a dominar la emisión total del conjunto de bolómetros contribuyendo (estadísticamente) de manera similar al ruido correlado, lo que hace imposible su identificación. La solución a este problema consiste en cartografiar regiones más extensas y en realizar un proceso iterativo de reducción utilizando modelos de emisión. La obtención de mapas más grandes permite tener acceso a regiones sin emisión donde el ruido puede ser evaluado de manera independiente. Por su parte, la aplicación de un modelo de emisión consiste en sustraer la emisión esperada (originalmente modelizada a partir de la reducción inicial clásica) a los datos brutos para poder evaluar y sustraer el ruido correlado de los mismos. Tras la sustracción de este ruido correlado, se obtiene un modelo de fuente mejorado, el cual

puede ser aplicado en iteraciones sucesivas. Este proceso recursivos utilizando modelos de emisión es parte fundamental de las reducciones de los mapas a gran escala en el continuo milimétrico y submilimétrico presentados en esta tesis (véase por ejemplo la Fig. 2.4)<sup>7</sup>.

---

<sup>7</sup>Por los mismos motivos expuestos anteriormente, nótese no obstante que aunque la utilización de modelos de fuente permite restaurar la emisión extendida de los mapas, este proceso sigue presentando una dependencia final en el FOV del array utilizado. Además, a medida que el mapeo se hace más extenso el proceso se hace más dependiente de la estabilidad de receptor en el tiempo. Por estas razones, nuevos arrays de bolómetros como LABOCA (FOV = 11 arcmin) son más efectivos a la hora de recuperar esta emisión extendida que otros más antiguos como MAMBO (FOV = 4 arcmin) o con un tamaño menor como SABOCA (FOV = 1.5 arcmin).



### **3 Formación de núcleos densos a partir de filamentos coherentes en velocidad en L1517**

Con el objetivo de entender el proceso de formación de condensaciones o núcleos densos en las nubes moleculares, y como primer trabajo de esta tesis, hemos estudiado la nube oscura de L1517 (Lynds 1962). L1517 es una región clásica de formación estelar dentro del complejo molecular de Tauro. La región de L1517 es una región particularmente activa que contiene un grupo de estrellas ya formadas bien conocidas y estudiadas en la literatura, muchas de ellas prototípicas de su clase (AB Aur, SU Aur, GM Aur,...). Aún habiendo formado esta primera generación de estrellas, las imágenes ópticas (Schneider & Elmegreen 1979) y observaciones de CO a gran escala (Duvert et al. 1986) muestran que L1517 mantiene gran parte de su material molecular en fase prestelar. Además de estas estrellas, en L1517 se identifica una población de 5 núcleos densos, todos ellos sin estrella. La mayoría de estos núcleos son ampliamente conocidos tanto a partir de diversos surveys moleculares (e.g. Myers & Benson 1983) como de estudios detallados (e.g. L1517B, Tafalla et al. 2002). A pesar de contener todos los ingredientes de la formación estelar, todo el gas de L1517, sus núcleos y sus estrellas se concentran sin embargo en una pequeña región de dimensiones de  $\sim 200$  arcmin<sup>2</sup>. Esta combinación de tamaño, simplicidad y proximidad convierten entonces a L1517 en un candidato ideal para estudiar los procesos de formación de núcleos a partir de observaciones de antena única con los radiotelescopios actuales.

Nuestra investigación aprovecha el conocimiento actual de la evolución química dentro de las nubes moleculares para estudiar las condiciones físicas del gas que dan lugar a la formación de núcleos densos (ver Sección 2.1.1). Para ello, nuestro estudio en L1517 combina observaciones milimétricas de toda esta región en varios trazadores moleculares sensibles a diferentes rangos de densidad así como de la emisión del continuo.

El grueso de los datos utilizados en este trabajo está formado por observaciones a gran escala de las líneas de  $C^{18}O$  (1-0),  $C^{17}O$  (1-0),  $N_2H^+$  (1-0) y  $SO$  ( $3_2-2_1$ ) llevadas a cabo en el radiotelescopio del FCRAO. Para cada una de las transiciones anteriores, las observaciones consisten en mapas con cobertura total de toda esta región en sampleo Nyquist con una resolución final de 60 arcsec. Estos datos están complementados por observaciones de alta sensibilidad provenientes del telescopio de IRAM30m. Dichas observaciones están compuestas por mapas parciales de la emisión del continuo milimétrico a 1.2 mm y por observaciones puntuales de  $N_2H^+$  (1-0) en algunos núcleos seleccionados, con resoluciones de  $\sim 20$  y 25 arcsec respectivamente.

Los resultados de nuestro estudio sobre la formación de núcleos densos en la región de L1517 se han publicado en la revista *Astronomy and Astrophysics* (Hacar & Tafalla 2011). Una copia de dicho artículo se ha incluido al final de este capítulo. A continuación resumiremos los resultados más importantes obtenidos en este trabajo:

- Nuestro análisis de la distribución de la emisión del  $C^{18}O$  (1-0) indica que todo el gas de L1517 se encuentra altamente estructurado, tanto espacialmente como en velocidad, formando 4 filamentos con tamaños típicos de  $\sim 0.5$  pc y masas de  $\sim 8 M_\odot$ , los cuales contienen además las 5 núcleos densos presentes en la región.
- Hemos estudiado la distribución de masa de los filamentos de L1517 a partir de la distribución de la emisión de  $C^{18}O$  en función del radio para cada uno de estos objetos. En todos los casos, el perfil radial de estos filamentos presenta una región central plana y una cola en forma de ley de potencias a radios grandes ( $\propto r^{-\alpha}$ ). Hemos comprobado que la distribución radial de emisión de 3 de los 4 filamentos de L1517 es consistente con el perfil esperado para un filamento isotermino de Ostriker en equilibrio hidrostático ( $\alpha = 4$ ). La distribución de masa de los 4 filamentos puede sin embargo explicarse también mediante un perfil de potencias menos pronunciado, típicamente con  $\alpha \sim 2.8$ . A partir de nuestros datos no es posible discernir cuál de estos perfiles es más apropiado en el caso de los filamentos de L1517. Sin embargo, si bien los filamentos de L1517 no son seguramente filamentos de Ostriker, la similitud de sus características con las predicciones teóricas para este tipo de filamentos (masa, radio y perfil radial) nos permite concluir que estos objetos no deben estar muy lejos del equilibrio.
- Hemos estudiado la cinemática interna de estos filamentos a partir del análisis gaussiano de la emisión de los espectros en todo la región de L1517. Nuestros re-

sultados indican que estos filamentos son extraordinariamente quiescentes. Todos los filamentos de L1517 presentan dispersiones no-términcas de velocidad subsónicas con pequeñas variaciones a gran escala. Este bajo nivel cinemático se observa también en la distribución de los centroides de velocidad dentro de estos filamentos, caracterizada por un campo de velocidades continuo, de nuevo con variaciones internas de tipo subsónico a lo largo de toda su estructura. Los filamentos de L1517 son por tanto subsónicos y coherentes en velocidad a lo largo de toda su estructura en escalas de  $\sim 0.5$  pc.

- Aunque quiescentes, los filamentos de L1517 no son objetos estáticos. Al menos 2 de estos filamentos presentan suaves oscilaciones en velocidad a gran escala con gradientes típicos  $\leq 1.5 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ . Estas oscilaciones son compartidas por los campos locales de velocidad de los núcleos embebidos en cada uno de estos filamentos. Para entender su origen, hemos estudiado estas oscilaciones a partir de un modelo analítico de perturbaciones en 1D. Los resultados de este análisis muestran que, al menos en un filamento de L1517, estas oscilaciones son consistentes con flujo de gas a lo largo del eje principal de estos objetos, el cual converge en la posición central de los núcleos embebidos en dicho filamento.
- La observación de filamentos coherentes en velocidad a gran escala parecen favorecer un mecanismo de formación de núcleos densos en 2 pasos diferenciados. Primero, los filamentos subsónicos y coherentes en velocidad se forman a partir de la nube turbulenta. Tras ello, y en una fase posterior, estos filamentos se fragmentan dando lugar a la formación de los núcleos densos. La fragmentación de filamentos en condensaciones se lleva a cabo de manera cuasiestática. La transición filamento-núcleo es un proceso continuo, donde los núcleos heredan las propiedades subsónicas del filamento del cual proceden. En dicho proceso, la turbulencia es disipada a escalas de  $\geq 0.5$  pc y durante la condensación de los filamentos a partir de la nube. La turbulencia parece jugar por tanto un papel secundario en la formación de los núcleos individuales.

# Dense core formation by fragmentation of velocity-coherent filaments in L1517<sup>\*</sup>

A. Hacar and M. Tafalla

Observatorio Astronómico Nacional (IGN), Alfonso XII 3, 28014 Madrid, Spain  
e-mail: a.hacar@oan.es

Received 6 April 2011 / Accepted 22 June 2011

## ABSTRACT

**Context.** Low-mass star-forming cores differ from their surrounding molecular cloud in turbulence, shape, and density structure.  
**Aims.** We aim to understand how dense cores form out of the less dense cloud material by studying the connection between these two regimes.  
**Methods.** We observed the L1517 dark cloud in C<sup>18</sup>O(1–0), N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>( $J = 1-0$ ), and SO( $J_N = 3_2-2_1$ ) with the FCRAO 14 m telescope, and in the 1.2 mm dust continuum with the IRAM 30 m telescope.  
**Results.** Most of the gas in the cloud lies in four filaments that have typical lengths of 0.5 pc. Five starless cores are embedded in these filaments and have chemical compositions indicative of different evolutionary stages. The filaments have radial profiles of C<sup>18</sup>O(1–0) emission with a central flattened region and a power-law tail, and can be fitted approximately as isothermal, pressure-supported cylinders. The filaments, in addition, are extremely quiescent. They have subsonic internal motions and are coherent in velocity over their whole length. The large-scale motions in the filaments can be used to predict the velocity inside the cores, indicating that core formation has not decoupled the dense gas kinematically from its parental material. In two filaments, these large-scale motions consist of oscillations in the velocity centroid, and a simple kinematic model suggests that they may be related to core-forming flows.  
**Conclusions.** Core formation in L1517 seems to have occurred in two steps. First, the subsonic, velocity-coherent filaments have condensed out of the more turbulent ambient cloud. Then, the cores fragmented quasi-statically and inherited the kinematics of the filaments. Turbulence dissipation has therefore occurred mostly on scales on the order of 0.5 pc or larger, and seems to have played a small role in the formation of the individual cores.

**Key words.** ISM: clouds – ISM: molecules – ISM: kinematics and dynamics – ISM: structure – stars: formation – radio lines: ISM

## 1. Introduction

Dense cores in nearby dark clouds are the birth sites of solar-mass stars, and they represent the simplest environments where stars can be formed. The study of the internal structure of these cores offers a unique opportunity to determine the initial conditions of low-mass star formation, and for this reason an intense observational effort is under way to characterize cores in detail (see recent reviews by di Francesco et al. 2007; Ward-Thompson et al. 2007; Bergin & Tafalla 2007).

Compared to their turbulent parent clouds dense cores are very quiescent. Molecular line observations in tracers like ammonia reveal that the gas in a dense core has subsonic internal motions, indicating that thermal pressure contributes more than turbulence in providing support against gravity (Myers 1983). In addition, the gas motions inside a core are “coherent”, in the sense that the observed linewidth does not depend on radius (Goodman et al. 1998), and thus deviates from the linewidth-size relation characteristic of the large-scale gas in a cloud (Larson 1981). Also in contrast to the irregularly shaped cloud gas, cores often display a regular, close-to-spherical geometry (Myers et al. 1991). A number of cores even present centrally concentrated density profiles close to those predicted by hydrostatic equilibrium models (Alves et al. 2001), again suggesting that the core

gas conditions differ significantly from those of the cloud gas on larger scales.

How quiescent, centrally-concentrated cores form out of the more turbulent, less-dense cloud material is still a matter of debate. A number of core-formation mechanisms have been proposed over the years, ranging from the quasi-static loss of magnetic support via ambipolar diffusion (Shu et al. 1987; Mouschovias & Ciolek 1999) to the rapid dissipation of turbulence due to supersonic shocks (Padoan et al. 2001; Klessen et al. 2005; Vázquez-Semadeni et al. 2005). Observationally, it is unclear which of these proposed scenarios can fit the variety of existing constraints. Ambipolar diffusion models, for example, seem to predict stronger magnetic fields than observed (Crutcher et al. 2010), and they usually predict contraction times that significantly exceed those inferred from observed core lifetimes and chemical clocks (Lee et al. 1999; Tafalla et al. 2002). Models of core formation by shocks, on the other hand, predict linewidths and velocity displacements between tracers that are larger than commonly observed in cores (Walsh et al. 2004; Kirk et al. 2007a).

Observational progress in constraining the mechanism of core formation requires probing the connection between the dense cores and the less-dense material that surrounds them. This less-dense material likely represents the gas out of which the cores have condensed, so by comparing its geometry, density, and kinematics with those of the core gas, we could infer the physical changes involved in the formation of a dense

<sup>\*</sup> Based on observations carried out with the FCRAO 14 m and IRAM 30 m telescopes. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

core. Unfortunately, studying the cloud-to-core transition requires combining observations of tracers sensitive to different density regimes, and until recently, such multi-tracer analysis has been hindered by a number of inconsistencies between the emission from different molecules (Zhou et al. 1989; Lemme et al. 1996).

Work carried out over the past decade has revealed that most inconsistencies between tracers result from chemical changes that occur in the gas at dense-core densities and, in particular, from the selective freeze-out of molecules onto cold dust grains (Kuiper et al. 1996; Caselli et al. 1999; Bergin et al. 2002; Tafalla et al. 2002; Aikawa et al. 2005). As a result of this work, a reasonably consistent picture of the chemical behavior of the different gas tracers has emerged. According to this picture, most carbon-bearing molecules (including CO and CS) disappear from the gas phase at densities close to a few  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ , while nitrogen-bearing molecules like  $\text{NH}_3$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  survive undepleted up to densities that are at least one order of magnitude higher. In addition, several species like SO and  $\text{C}_2\text{S}$  present significant abundance enhancements at early evolutionary times, but end up freezing out onto the grains at similar densities to the C-bearing species (see Bergin & Tafalla 2007 for a review of core chemistry).

This new understanding of molecular chemistry at intermediate gas densities now makes it possible to combine observations of different tracers and to finally explore the transition from cloud gas to core material self-consistently. An excellent region for investigating this transition is the L1517 dark cloud in the Taurus-Auriga molecular complex (see Kenyon et al. 2008 for a Taurus overview). L1517 appears in optical images as a region of enhanced obscuration associated with the reflection nebulosity from the young stars AB Aur and SU Aur (Lynds 1962; Strom et al. 1976; Schneider & Elmegreen 1979). The CO observations of the cloud have shown that the extended gas consists of several filamentary components that extend to the northwest of the nebulosity and occupy a region of about  $20' \times 10'$  coincident with the optical obscuration (Heyer et al. 1987). Embedded in these components lies a collection of several dense cores that are easily distinguished in the optical images thanks to the contrast provided by the bright nebulosity from AB Aur and SU Aur, which lie at least 0.3 pc in projection from the cores (Schneider & Elmegreen 1979). Radio observations of these cores reveal the physical properties typical of the Taurus-Auriga core population (Benson & Myers 1989), and a prominent member of the group, L1517B, has been the subject of detailed study owing to its regular shape and clear pattern of molecular freeze out (Tafalla et al. 2004, 2006).

A notable feature of the L1517 cores is that they all appear to be starless (Strom et al. 1976; Beichman et al. 1986; Kirk et al. 2007b). This lack of embedded protostars is probably responsible for the L1517 cloud presenting some of the narrowest line profiles in CO and dense gas tracers seen towards the Taurus-Auriga region, and indicates that, although the bright PMS star AB Aur ( $\sim 50 L_\odot$ , van den Ancker et al. 1998) is physically related to the cloud (Nachman 1979; Duvert et al. 1986), the bulk of the L1517 material and its embedded cores remain unperturbed by the energetic stellar output (Ladd & Myers 1991). This combination of quiescent state, compact size, and multiple starless cores makes the L1517 cloud an ideal laboratory for studying the process of core formation. In this paper, we present a study of the physical conditions and kinematics in both the dense cores and the less-dense surrounding material using a variety of molecules known to trace different density regimes and chemical evolutionary stages of the cloud gas. As will be

seen, our analysis suggests that the cores in L1517 have formed by the gravitational contraction of subsonic, velocity coherent gas in 0.5 pc-long filaments.

## 2. Observations

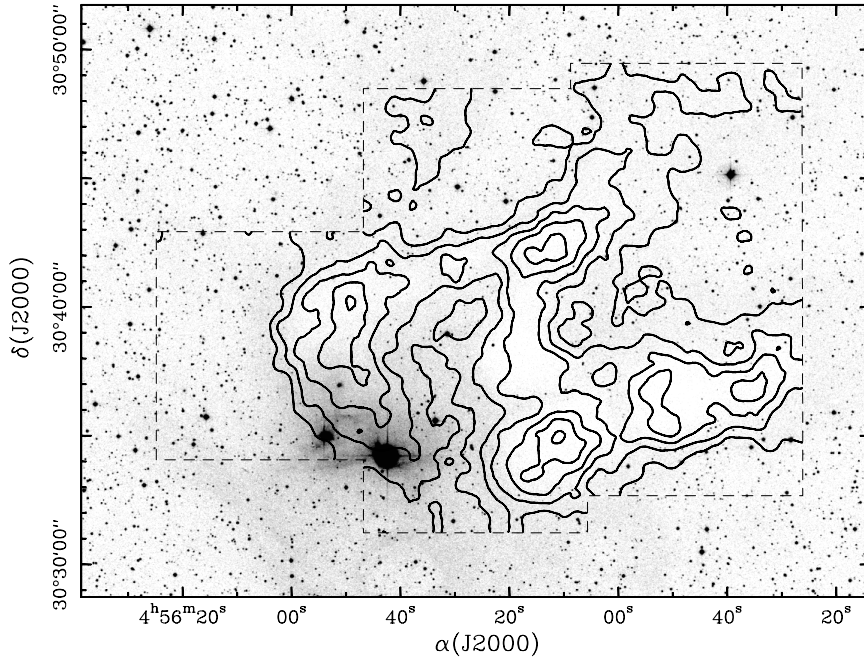
We observed the L1517 dark cloud with the FCRAO 14m radio telescope during several sessions between December 2003 and November 2005. We used the 32-pixel SEQUOIA array to cover the cloud with five submaps, each of them of  $10' \times 10'$ , and observed in on-the-fly mode. The large bandpass of SEQUOIA allowed observing two different transitions simultaneously, and two passes were made to cover the cloud first in  $\text{N}_2\text{H}^+(J = 1-0)$  and  $\text{SO}(J_N = 3_2-2_1)$  and then in  $\text{C}^{18}\text{O}(J = 1-0)$  and  $\text{C}^{17}\text{O}(J = 1-0)$ . All observations were made in position-switching mode using a reference position offset by  $(18', -13')$  from our map center (at  $\alpha(\text{J2000}) = 4^{\text{h}}55^{\text{m}}18^{\text{s}}.8$ ,  $\delta(\text{J2000}) = +30^\circ 38' 04''$ ), and known to have negligible  $\text{C}^{18}\text{O}(J = 1-0)$  emission from previous frequency-switched observations (average  $\sigma(T_{\text{mb}}) < 0.1 \text{ K}$  over the SEQUOIA footprint). The spectrometer was the DCC autocorrelator configured to provide 1024 spectral channels of 25 kHz spacing, or approximately  $0.07 \text{ km s}^{-1}$  at the observing frequencies. The telescope *FWHM* beam size varied with frequency between approximately  $56''$  at the lowest ( $\text{N}_2\text{H}^+$ ) frequency and  $47''$  at the highest ( $\text{C}^{17}\text{O}$ ) frequency.

During the observations, calibration was achieved by measuring the emission from the sky and an ambient load every  $\approx 10 \text{ min}$ , and the derived intensity was converted into the main beam brightness temperature scale using facility-provided main beam efficiencies close to 0.5. The telescope pointing was checked and corrected approximately every three hours by making five-point maps on the SiO masers of IK Tau and Orion-IRc2. Typical pointing errors were within  $5''$  rms.

The off-line data reduction consisted in the creation of Nyquist-sampled maps with the `otftool` program and a conversion to the CLASS format for further analysis with the GILDAS software (<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>). This analysis included a second-degree baseline subtraction and a spatial convolution with a Gaussian to eliminate residual noise. The final resolution of all the FCRAO data is  $60''$ , taking the off-line convolution into account.

Because the on-the-fly FCRAO maps are relatively shallow because of the large area covered, we complemented the  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  FCRAO observations with a small amount of data observed with the IRAM 30 m radio telescope. These data were taken in frequency-switching mode and have a higher angular resolution than the FCRAO data (about  $26''$ ), but apart from that, they are consistent with the FCRAO observations in both intensity and frequency calibration. A full report of these IRAM 30 m data will be presented elsewhere as part of an extended study of core chemistry that includes a number of regions in addition to L1517 (Tafalla et al., in prep.). In the present paper, the IRAM 30 m data are only used to complement the FCRAO observations in the velocity analysis, which requires a high *S/N* threshold.

Given the narrow lines and small velocity variations measured towards L1517, accurate rest-line frequencies were required for analyzing of the spectra. For this reason, we used the most recent laboratory estimates for  $\text{C}^{18}\text{O}(J = 1-0)$  (109782.176 MHz, see Cazzoli et al. 2003) and for  $\text{C}^{17}\text{O}(J = 1-0)$  (112358.990 MHz for the brightest,  $JF = 1\ 7/2-0\ 5/2$  component, see Cazzoli et al. 2002), which have 1 kHz or better accuracy. For  $\text{N}_2\text{H}^+$  and SO, no accurate laboratory measurements are available, so we used astronomical estimates. Following Pagani et al. (2009), we assumed a frequency of 93173.764 MHz



**Fig. 1.** Map of the  $C^{18}O(1-0)$  integrated intensity towards the L1517 cloud superposed to the red DSS image. The emission has been integrated over the whole velocity range of detection ( $V_{LSR} = 5.25-6.45 \text{ km s}^{-1}$ ). First contour and contour interval are  $0.22 \text{ K km s}^{-1}$ . The two bright stars surrounded by nebulosity and located near the southeastern edge of the  $C^{18}O(1-0)$  emission are AB Aur (brightest) and SU Aur.

for  $N_2H^+(JF_1F = 123-012)$ , with an estimated uncertainty of 4 kHz, and following Tafalla et al. (2006), we assumed a frequency of 99299.890 MHz for  $SO(J_N = 3_2-2_1)$ , with an estimated uncertainty of 10 kHz.

Additional observations of the dense cores in L1517 were carried out in the 1.2 mm continuum using the MAMBO array on the IRAM 30 m radio telescope during several sessions between December 1999 and January 2005. The data for core L1517B have already been presented in Tafalla et al. (2004), while the data for cores L1517A and L1517C are newly reported here. (L1517D was not observed.) In all cases, the observations were done in on-the-fly mode scanning the telescope in azimuth at a speed of  $4'' \text{ s}^{-1}$ , and using wobbler switching with a period of 0.5 s and a throw of  $53''$  or  $70''$ . The raw data were corrected for atmospheric attenuation using sky dips usually made before and/or after the source observation, and the absolute intensity calibration was achieved using facility-provided factors derived from observations of planets. The older L1517B data were reduced with the NIC software using no method of noise reduction (to avoid filtering the extended emission), while the newer L1517A and L1517C data were reduced with MOPSIC using a noise reduction method optimized to recover the extended emission. The intrinsic beam size of all the continuum data is  $11''$ , although the maps were later convolved to an equivalent resolution of  $20''$  to eliminate high spatial-frequency noise.

### 3. $C^{18}O$ data: the extended cloud

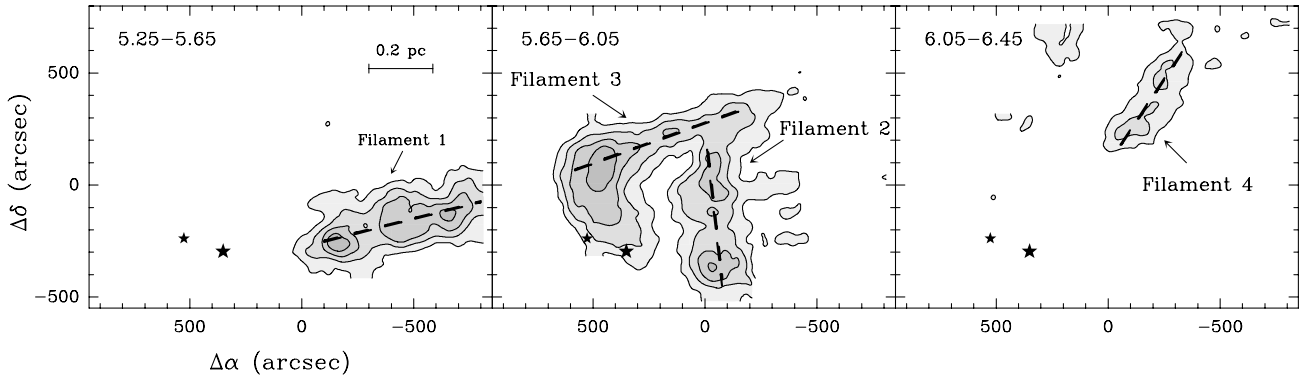
Figure 1 presents our map of  $C^{18}O(1-0)$  emission integrated over the full velocity range of detection superposed to the red DSS image. This map is in good agreement with the previous map by Heyer et al. (1987), and it shows how the  $C^{18}O(1-0)$  emission extends to the northwest of AB and SU Aur, the brightest stars in the DSS image. These PMS stars are physically associated with the L1517 cloud, as indicated by the heating of

the gas in their vicinity (Nachman 1979; Duvert et al. 1986), but their effect must be highly localized since the data described in the next sections show no evidence of any kinematic interaction between the gas and the stars. This lack of kinematical interaction, together with the fact that the northwest elongation of the L1517 cloud continues in the maps of Duvert et al. (1986) to scales as large as 4 pc (or more than 5 times the size of our map) and involves additional dark clouds such as L1496, L1505, L1513, and L1515, suggests that the distribution of gas in L1517 is intrinsic to the cloud, and that it has not been sculpted by the PMS stars. In this sense, the L1517 cloud seems a quiescent remnant of a larger gas cloud that gave rise to AB Aur, SU Aur, and an additional group of PMS stars located in their vicinity (Luhman et al. 2009).

#### 3.1. Filament identification

A more detailed view of the gas distribution in L1517 comes from the analysis of its velocity structure. Figure 2 shows maps of  $C^{18}O(1-0)$  emission integrated every  $0.4 \text{ km s}^{-1}$ , or about twice the sound speed for gas at 10 K. These maps, and others made using different velocity ranges, show that the L1517 cloud is structured in at least four elongated components that are referred to as filaments 1 to 4. These four filaments can also be seen in maps of extinction (Jouni Kainulainen, priv. comm.),  $^{13}CO$  (Heyer et al. 1987), and  $SO$  emission (Sect. 4), so they must reflect the true distribution of gas in the L1517 cloud, and are not mere artifacts of the  $C^{18}O$  chemistry or excitation.

As Fig. 2 shows, each filament appears in only one  $0.4 \text{ km s}^{-1}$ -wide channel map, indicating that its gas is highly confined in velocity space. This low level of velocity structure results from a very quiescent state of the gas in the filaments, both in terms of velocity dispersion and internal velocity gradients (to be discussed below), and makes it possible to associate each element of emission in the cloud to one of the four



**Fig. 2.** Maps of  $C^{18}O(1-0)$  intensity integrated every  $0.4 \text{ km s}^{-1}$  to illustrate the separation of the gas into filaments. The dashed lines indicate our best guess of each filament axis, and the star symbols mark the positions of AB Aur (larger) and SU Aur (smaller). First contour and interval are  $0.2 \text{ K km s}^{-1}$ . Offsets are referred to  $\alpha(J2000) = 4^{\text{h}}55^{\text{m}}18^{\text{s}}.8$ ,  $\delta(J2000) = +30^{\circ}38'04''$ . The LSR velocity range of integration is indicated in the upper left corner of each panel.

**Table 1.** Filaments in L1517.

Filament	$V_{\text{LSR}}$ range ( $\text{km s}^{-1}$ )	Length <sup>1</sup> (pc)	Mass <sup>2</sup> ( $M_{\odot}$ )	Cores
1	[5.25–5.65]	0.52	8.0	A2, C
2	[5.65–6.05]	0.42	7.2	A1, B
3	[5.65–6.05]	0.70	11.3	D
4	[6.05–6.45]	0.38	4.8	—

**Notes.** <sup>(1)</sup> Uncorrected for projection effects; <sup>(2)</sup> from  $C^{18}O(1-0)$  emission.

filaments. To carry out this assignment, we have taken both the spatial location of the emission and its velocity into account and assumed that the velocity limits of the filaments are those used in the maps of Fig. 2 (see also Table 1). This assigning procedure works well over most of the mapped region, but it provides ambiguous answers in the vicinity of offsets ( $-100''$ ,  $-300''$ ). In this region, filaments 1 and 2 overlap spatially and converge in velocity to a value close to  $5.65 \text{ km s}^{-1}$ , which is our assumed boundary between the two filaments. A detailed inspection of the FCRAO spectra in this region (supplemented with additional data from the IRAM 30 m telescope) reveals that the emission from the two filaments becomes almost indistinguishable, either because the filaments merge physically or because they superpose along the line of sight with similar kinematic properties. As a result, assigning emission in this region to either filament 1 or 2 becomes more uncertain than in other places of the cloud. Although this may lead to some confusion in a localized region, it is unlikely to affect our global analysis of the gas kinematics, since the properties of the two filaments become so similar in terms of velocity centroid and linewidth that an erroneous assignment of a gas parcel to either filament will only add a small amount of mass, but will not change its velocity field.

Once we have decomposed the L1517 cloud into its constituent filaments, we use the  $C^{18}O(1-0)$  emission to estimate their basic physical parameters, and we summarize the results in Table 1. From the maps of Fig 2, we estimate that the filaments have lengths of 550–1000 arcsec, which correspond to physical sizes of  $\sim 0.35$ – $0.70$  pc for our adopted distance of 144 pc (based on the Hipparcos distance to AB Aur, van den Ancker et al. 1998). These sizes represent a significant fraction of the total cloud length, and this reinforces the idea that the cloud is structured as a network of filaments. To estimate the masses of the filaments, we use the  $C^{18}O(1-0)$  emission and assume that

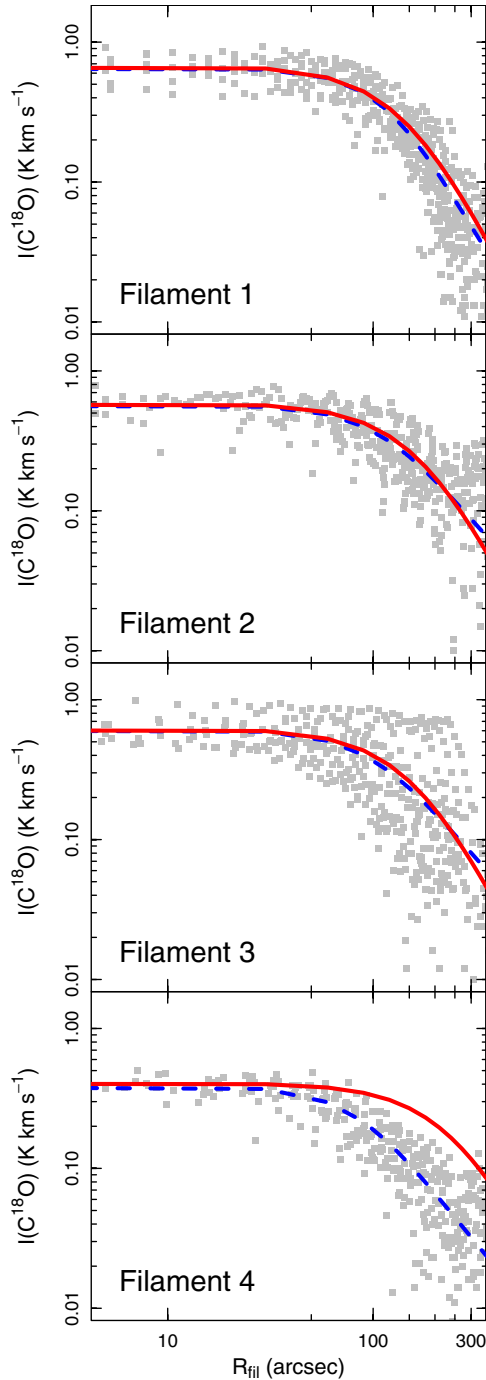
it is optically thin and in LTE at 10 K. For a  $C^{18}O$  abundance of  $1.7 \times 10^{-7}$  (Frerking et al. 1982), the typical filament masses are 5–11  $M_{\odot}$ , which imply linear mass densities in the range 12–17  $M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ .

### 3.2. Density structure of the filaments

As Fig. 2 shows, the  $C^{18}O$  emission from the filaments displays a significant degree of central brightening. This suggests that the underlying density structure of the filaments is centrally concentrated and that the  $C^{18}O$  emission can be used to determine each filament density profile. To carry out this determination, we first defined a central axis for each filament assuming that they are rectilinear and show the results in Fig. 2. As can be seen, the rectilinear approximation is reasonable for all filaments but number 3, which bends towards the location of the PMS stars near its southeast end. Whether this bend is related to core L1517D, with which it coincides in position (Sect. 4), or is associated to the PMS stars is unclear from our data. In either case, for simplicity in the modeling, we approximate all filaments by straight lines, with the caveat that this approach is only a first-order approximation.

Using the above linear axes, we created a profile of  $C^{18}O(1-0)$  intensity for each filament as a function of cylindrical radius. The result, presented in Fig. 3, shows that the four filaments in the cloud have centrally concentrated distributions with a flattened region close to the axis and an approximate power-law tail at large distances. Filament 3 presents the highest dispersion of the sample due to a combination of contamination from filament 2 emission near its northern edge and the additional contribution from the “bend” region previously discussed. Nevertheless, given the rather irregular distribution of emission seen in Fig. 2, it is remarkable that the radial profile of each filament presents relatively little scatter and that all the filaments seem to follow a very similar type of radial profile.

The regular behavior of the radial profiles in Fig. 3 suggests that the underlying density structure of the filaments can be described with a simple density law. To derive such a law, we model the  $C^{18}O(1-0)$  emission assuming that each filament has cylindrical symmetry and that the  $C^{18}O$  emission arises from gas in LTE thermalized at 10 K, as suggested by the study of the L1517B core and its surrounding envelope in Tafalla et al. (2004). Under these conditions, if we assume a density profile, together with a constant  $C^{18}O$  abundance ( $1.7 \times 10^{-7}$ , Frerking et al. 1982) and a  $C^{18}O$  linewidth of  $0.3 \text{ km s}^{-1}$  (Sect. 6.1), we



**Fig. 3.**  $C^{18}O(1-0)$  emission profiles across each of the L1517 filaments. The points represent the integrated emission within the velocity range of each filament (see Table 1), and  $R_{\text{fil}}$  is the distance to the filament axis. For each filament, the red solid curve indicates the isothermal cylinder model that fits the emission towards the axis, and the blue dashed line is the best-fit softened power law.

can predict a radial profile of emission that can be compared, after appropriate beam convolution, with the observed radial profiles shown in Fig. 3.

As a first guess for the filament density profiles, we use the family of isothermal cylinders in pressure equilibrium with their self gravity. This family was originally described by

**Table 2.** Fits to the  $C^{18}O$  radial profiles<sup>1</sup>.

Filament	Isothermal cylinder		Softened power law		
	$n_o$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$r_{1/2}^2$ (arcsec)	$n_o$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$r_{1/2}$ (arcsec)	$\alpha$
1	$1 \times 10^4$	89	$8.5 \times 10^3$	105	3.4
2	$7 \times 10^3$	106	$7 \times 10^3$	100	2.7
3	$8 \times 10^3$	99	$8.5 \times 10^3$	90	2.7
4	$3 \times 10^3$	162	$6.5 \times 10^3$	75	2.8

**Notes.** <sup>(1)</sup> Not corrected for inclination; <sup>(2)</sup>  $r_{1/2} = (2^{1/2} - 1)^{1/2}H$ .

Stodólkiewicz (1963) and Ostriker (1964), and has the simple analytic form

$$n(r) = \frac{n_o}{(1 + (r/H)^2)^2}, \quad (1)$$

where  $r$  is the cylindrical radius,  $n_o$  is the central density,

$$H^2 = \frac{2c_s^2}{\pi G \mu n_o}, \quad (2)$$

$c_s$  is the isothermal sound speed,  $G$  the gravitational constant, and  $\mu$  the mean molecular mass. For the case of L1517, the gas kinetic temperature is known to be approximately 10 K (Tafalla et al. 2004) so any isothermal cylinder is described by just one parameter, its central density  $n_o$ . This means that once we have set the central density to a value that fits the intensity at zero radius, we do not have any free parameter left to control the rest of the radial profile, and in particular, the width at half maximum of the emission is automatically determined by the  $H$  value.

There are a number of motivations for using the isothermal cylinder family as a first choice to fit the  $C^{18}O$  radial profiles. In addition to the inherent simplicity and assumption of equilibrium of the model, the isothermal cylinder is attractive for presenting both a central density flattening and a power-law tail, which are two characteristics of the observed radial profiles. The isothermal cylinder, in addition, has a mass per unit length that is independent of the central density and is only a function of the gas temperature (Ostriker 1964). For the 10 K assumed for the gas in L1517, this mass per unit length is approximately  $16 M_\odot \text{pc}^{-1}$ , which is reasonably close to the mass per unit length of the filaments estimated in Table 1.

The results of our isothermal cylinder fits to the filament profiles in L1517 are shown in Fig. 3. These fits were selected to match the  $C^{18}O$  emission towards the filament axis, so the radius of half maximum emission is a direct prediction from the model so is not controlled by our fit. As can be seen, the predicted filament widths are in reasonable agreement with the observations, with only filament 4 being clearly narrower than predicted by the model. In addition, the central densities predicted by the fits range from  $3 \times 10^3$  to  $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  (see Table 2), and these values agree with previous estimates of the gas density in the extended part of the L1517 cloud (Tafalla et al. 2004).

To check the consistency of the parameters derived with the isothermal cylinder model and to provide a better match to the radial profiles of the filaments, we have fitted the  $C^{18}O$  emission with an alternative family of profiles that also have central flattening and asymptotic power-law behavior. This family consists of softened power laws described by

$$n(r) = \frac{n_o}{1 + (r/r_{1/2})^\alpha}, \quad (3)$$

where  $n_0$  is again the central density,  $r_{1/2}$  the half-density radius, and  $\alpha$  the asymptotic power index. This family of profiles has been shown to fit the density structure of starless cores, which also present flattened central regions and asymptotic power-law behavior (Tafalla et al. 2004). In contrast to the equilibrium cylinder, the softened power law has three free parameters, so it fits the central density and the width of the filament independently. By comparing the results from the softened power law fits with those from the isothermal cylinders, we can now test how self-consistent the one-parameter isothermal-cylinder fits are.

Figure 3 shows the softened power law fits derived with a chi-squared minimization algorithm. As can be seen, these fits are almost indistinguishable from the isothermal cylinder fits for filaments 1, 2, and 3, and the only clear difference between the two families of fits occurs in filament 4. A more quantitative comparison between the fits comes from examining the derived central density and filament width in the two families. Table 2 shows that these parameters differ by less than 10% on average for the first three filaments, indicating again that the isothermal cylinder and softened power-law fits are equivalent within the scatter of the observations. In filament 4, the softened power-law fit is clearly superior to the (poor) isothermal cylinder fit, and the difference between the derived parameters in the density law is approximately a factor of 2.

### 3.3. Implications and limitations of the modeling

Our analysis of the L1517 filaments adds to a number of previous studies of filamentary structures. With few exceptions, like that of Johnstone et al. (2003) who fitted the 850  $\mu\text{m}$  emission from the infrared-dark cloud G11.11-0.12, most previous work has found significant deviations between the radial profiles of the filaments and the prediction from the isothermal cylinder model, usually because the observed asymptotic power-law behavior is flatter than the  $r^{-4}$  predicted by the isothermal cylinder model (Alves et al. 1998; Stepnik et al. 2003; André et al. 2010; Arzoumanian et al. 2011). For the filaments in L1517, our radial profiles do not extend far enough in radius to sample the  $r^{-4}$  asymptotic behavior, as can be seen in Fig. 3 from the isothermal cylinder models being practically indistinguishable from softened power-law profiles with an asymptotic behavior close to  $r^{-2.7}$  (Table 2). As a result, testing whether the L1517 filaments follow the prediction from the model or deviate from it cannot be done with our data, and it requires extending the radial profiles to larger radii, preferably using more robust techniques, such as extinction measurements or dust continuum observations.

Even if the L1517 filaments do not follow the expected asymptotic behavior, it is striking that they approximately fit the expectations from the isothermal cylinder model both in width and mass per unit length. Clearly there are a number of limitations in our study, like the use of the freeze-out prone  $\text{C}^{18}\text{O}$  molecule as a column density tracer and our ignoring of projection effects, so there is probably room for a factor of 2 uncertainty in the results. Also, as we will see in Sect. 8, the size scale of fragmentation suggests that there may be a contribution from additional forces, like external pressure or magnetic fields (which could even flatten the radial profile, e.g., Fiege & Pudritz 2000a). Still, the very quiescent state of the cloud described in the following sections indicates that the gas in L1517 cannot be too far from a state of equilibrium, as otherwise it would quickly develop supersonic motions, (e.g., Burkert & Hartmann 2004) and would not fragment into well-separated cores (Inutsuka & Miyama 1997). As pressure forces dominate, it seems reasonable

to expect that the distribution of mass in the filaments bears some similarity to the prediction from the isothermal cylinder model.

## 4. Dense core population

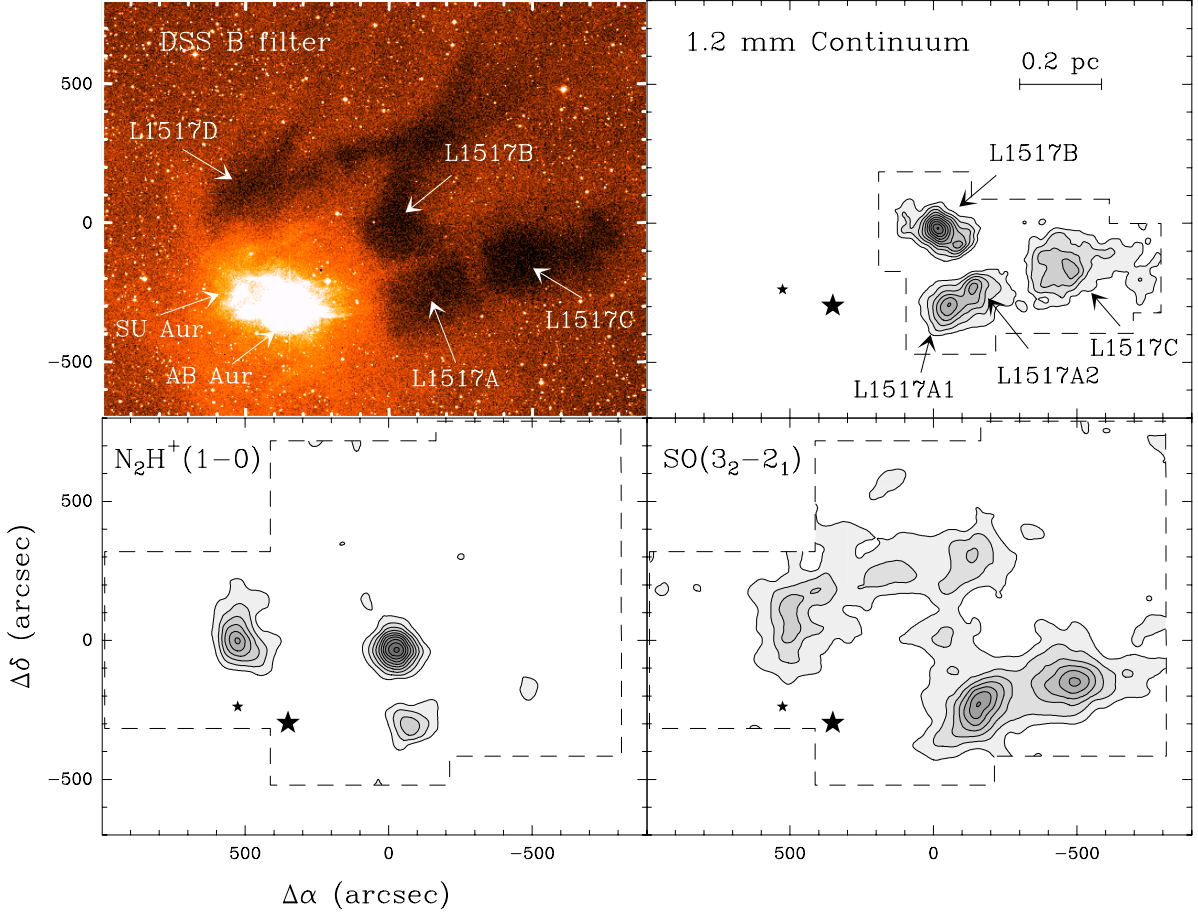
The population of dense cores in the L1517 cloud was first described by Schneider & Elmegreen (1979), who identified four regions of enhanced obscuration in the Palomar optical plates and named them A to D in order of increasing right ascension (RA). For unknown reasons, this original labeling scheme was later replaced by one in which the cores are named C, A, B, and D in order of increasing RA, and this notation has been used by most core studies in the past (e.g., Benson & Myers 1989). For consistency with previous work, we also use this disordered core labeling here.

Figure 4 presents different views of the core population in L1517. The optical DSS image on the top left has had its contrast enhanced to better show the cores as dark patches against both the galactic stellar background and the bright diffuse emission from AB Aur and SU Aur, which are probably slightly behind the cores. The other panels show maps of the same region in the 1.2 mm dust continuum,  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ , and  $\text{SO}(3_2-2_1)$ , three tracers that highlight different properties of the dense, high column density gas. The 1.2 mm continuum emission is mostly sensitive to the column density of the cores (the extended emission from the filament is filtered out by the bolometer), and its maps provide high angular resolution views of cores A, B, and C (core D was not mapped). The brightest 1.2 mm emission corresponds to core B, whose structure and chemical composition has been studied in detail by Tafalla et al. (2004, 2006). Cores A and C have received less attention due to their weaker emission in both high-density tracers and mm-continuum (Benson & Myers 1989; Ladd & Myers 1991; Kirk et al. 2005), so their structure is less well known. Our mm-continuum map shows that core A is double-peaked, while core C is single-peaked but relatively more extended and significantly weaker than cores A and B. Overall, the mm-continuum map is characterized by a lack of point-like components, which together with the absence of Spitzer 24  $\mu\text{m}$  point sources (Kirk et al. 2007b) is a strong indication that all dense cores in the cloud are starless.

The  $\text{N}_2\text{H}^+$  and SO maps in Fig. 4 present complementary views of the L1517 cores.  $\text{N}_2\text{H}^+$  is a so-called late-time molecule, and its abundance is further enhanced when CO freezes out (e.g., Bergin & Tafalla 2007), so bright  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission is commonly associated with evolved cores (Crapsi et al. 2005). As Fig. 4 shows, the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission is brightest towards cores B and D, and still noticeable towards core A1. These cores therefore seem more chemically evolved than cores C and A2, which are barely detected in  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ . Such interpretation of the  $\text{N}_2\text{H}^+$  maps in terms of chemical evolution is supported by the distribution of SO emission. Observationally, SO is known to be highly sensitive to molecular freeze out (Tafalla et al. 2006), and in addition, it is predicted to decrease in abundance with time (Bergin & Langer 1997; Aikawa et al. 2005). The SO emission, therefore, is expected to be anticorrelated with that of  $\text{N}_2\text{H}^+$ , and indeed, the maps of L1517 show such behavior: the SO emission is dominated by cores C and A2, which are weak in  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ , while the  $\text{N}_2\text{H}^+$ -bright cores A1, B, and D are barely distinguishable from the SO emission of the extended cloud.

### 4.1. Core emission modeling

To quantify the physical and chemical properties of the L1517 cores, we modeled their emission following the procedure



**Fig. 4.** Core population of L1517. From left to right and from top to bottom: contrast-enhanced DSS blue image identifying the core positions, 1.2 mm dust continuum emission,  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  integrated intensity, and  $\text{SO}(3_2-2_1)$  integrated intensity. Offsets and star symbols are as in Fig. 2. First contour and spacing are  $2 \text{ mJy}/11''$ -beam for 1.2 mm continuum,  $0.16 \text{ K km s}^{-1}$  for  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ , and  $0.08 \text{ K km s}^{-1}$  for  $\text{SO}(3_2-2_1)$ . To enhance the sensitivity to extended emission, the 1.2 mm continuum map has been convolved to an equivalent resolution of  $30''$ , and the  $\text{N}_2\text{H}^+$  and SO maps to a resolution of  $75''$ .

described in Tafalla et al. (2004) for the analysis of the L1498 and L1517B cores. In this way, we assumed that the cores are spherically symmetric, and we concentrated our modeling effort on fitting the radial profiles of emission shown in Fig. 5. To determine the density profile of each core, we fitted the 1.2 mm continuum emission, as this is expected to be the most faithful tracer of the total dust and gas column densities (e.g., Bergin & Tafalla 2007). Following the analysis of L1517B, we assumed a uniform dust temperature of  $T_d = 10 \text{ K}$  and a 1.2 mm emissivity of  $\kappa = 0.005 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , and we fitted the continuum radial profiles with density laws of the form  $n(r) = n_0/(1 + (r/r_0)^\alpha)$ , where  $n_0$ ,  $r_0$ , and  $\alpha$  are free parameters. (For core B, we have used the Tafalla et al. 2004 result, while core D was not fitted for lack of continuum data.) The results of these fits are illustrated in Fig. 5, and the best-fit parameters are summarized in Table 4. As can be seen, core central densities range from  $4.7 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  in core C to  $2.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  in core B, which correspond, respectively, to enhancements of 6 and 30 with respect to the central density of the filaments traced in  $\text{C}^{18}\text{O}$  (Sect. 3.2). Integrating the density profiles up to a representative radius of  $0.05 \text{ pc}$  ( $\approx 75''$ ), we estimate that the core masses are on the order of  $1-2 M_\odot$ , which is typical of the population of Taurus starless cores (Benson & Myers 1989).

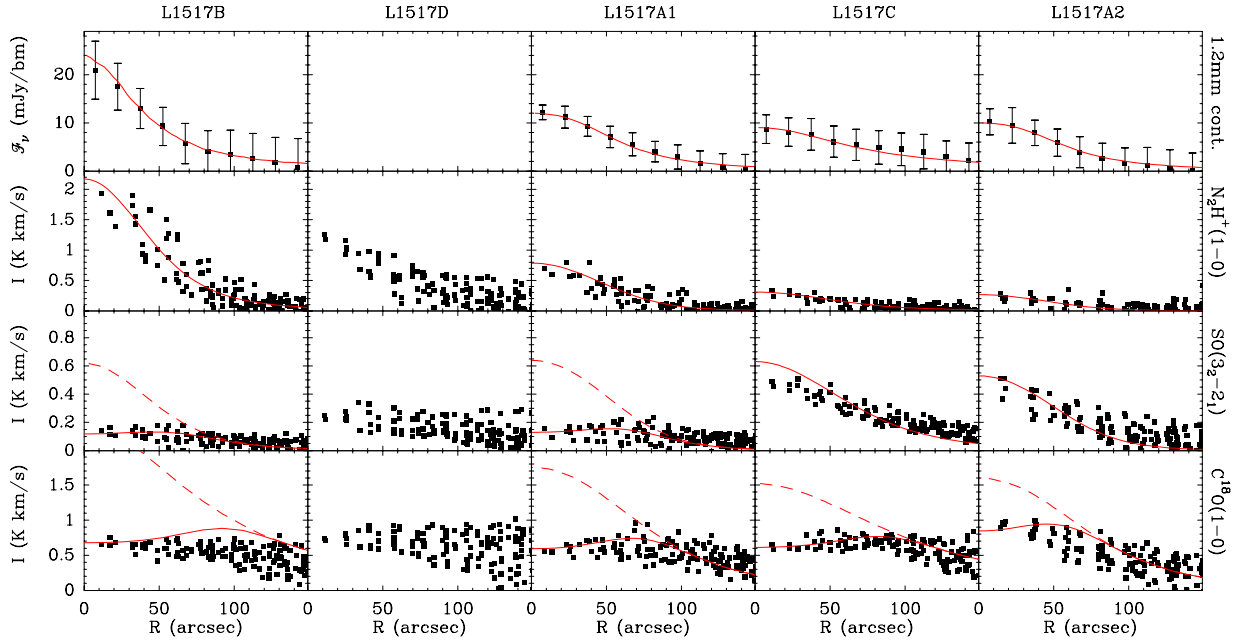
Once the density profile of each core had been modeled, we could determine the abundance of the different species by

**Table 3.** Kinematic properties of the L1517 cores.

Core	$\Delta\alpha, \Delta\delta$ (" , ")	$V_{\text{lsr}}(\text{N}_2\text{H}^+)$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta V(\text{N}_2\text{H}^+)$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\langle  \nabla V_{\text{lsr}}(\text{N}_2\text{H}^+)  \rangle$ ( $\text{km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ )
A1	-60, -300	5.70	0.18	$0.7 \pm 0.1$
A2 <sup>1</sup>	-150, -240	5.57	0.20	— <sup>2</sup>
B	-30, -30	5.79	0.22	$0.7 \pm 0.3$
C <sup>1</sup>	-480, -150	5.48	0.18	— <sup>2</sup>
D	540, 0	5.88	0.29	$0.9 \pm 0.4$

**Notes.** <sup>(1)</sup> Kinematics data from IRAM 30 m observations (rest from FCRAO 14 m). <sup>(2)</sup> Not enough data to estimate gradient.

solving the equation of radiative transfer and convolving the result with the appropriate Gaussian beam size to simulate an observation. We did this using a Monte Carlo non-LTE code based on that of Bernes (1979), and we excluded core D from the analysis due to the lack of mm-continuum data. For all the cores, we assumed a gas kinetic temperature of  $9.5 \text{ K}$  based on the  $\text{NH}_3$  analysis of L1517B in Tafalla et al. (2004), and in agreement with typical estimates for other low-mass starless cores (Benson & Myers 1989). To reproduce the typical  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$   $\text{FWHM}$  of  $0.21 \text{ km s}^{-1}$  (mean of values for all cores, see Table 3), we added a constant nonthermal component of  $0.17 \text{ km s}^{-1}$  ( $\text{FWHM}$ ) to the



**Fig. 5.** Radial profiles of 1.2 mm continuum,  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ ,  $\text{SO}(3_2-2_1)$ , and  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  emission towards the dense cores in L1517. The cores were ordered by decreasing central emission of  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  to illustrate a possible evolutionary sequence (see text). The 1.2 mm data were averaged over  $15''$ -wide intervals to increase legibility. In each panel, the solid red line represents the best fit-model, and when an additional dashed line is presented, the best fit required a central abundance hole and the dashed line represents the constant abundance model for comparison. No modeling of core D was attempted for lack of mm-continuum data.

**Table 4.** Density and abundance profiles in the L1517 cores<sup>1</sup>.

Core	Density parameters			Molecular abundances and depletion radii				
	$n_0$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$r_{1/2}$ (arcsec)	$\alpha$	$X(\text{N}_2\text{H}^+)$	$X(\text{SO})$	$r_d(\text{SO})$ (cm)	$X(\text{C}^{18}\text{O})$	$r_d(\text{C}^{18}\text{O})$ (cm)
A1	$7.0 \times 10^4$	60	2.5	$1.0 \times 10^{-10}$	$1.0 \times 10^{-9}$	$1.3 \times 10^{17}$	$1.5 \times 10^{-7}$	$1.5 \times 10^{17}$
A2	$6.0 \times 10^4$	60	3.5	$0.4 \times 10^{-10}$	$1.0 \times 10^{-9}$	0.0	$1.5 \times 10^{-7}$	$1.1 \times 10^{17}$
B	$2.2 \times 10^5$	35	3.5	$1.5 \times 10^{-10}$	$0.4 \times 10^{-9}$	$1.2 \times 10^{17}$	$1.5 \times 10^{-7}$	$1.9 \times 10^{17}$
C	$4.7 \times 10^4$	60	2.5	$0.7 \times 10^{-10}$	$2.0 \times 10^{-9}$	0.0	$1.5 \times 10^{-7}$	$1.7 \times 10^{17}$

**Notes.** <sup>(1)</sup> All abundances are relative to  $\text{H}_2$ . Core D was not modeled due to lack of mm-continuum data.

velocity field. Also, we extended each core density profile with a cloud component based on the profile of the filament in which it is embedded. The assignment of cores to filaments was done using the core LSR velocity determined from  $\text{N}_2\text{H}^+$  (Table 3) and the velocity limits of each filament measured from  $\text{C}^{18}\text{O}$  (Table 1). According to this criterion, cores A2 and C belong to filament 1, cores A1 and B to filament 2, and core D to filament 3 (as summarized in Table 1). As discussed in Sect. 3.1, there is some ambiguity in the assignment of gas to filaments in the region where filaments 1 and 2 overlap, and this may affect the filament assignment for cores A1 and A2. Our choice denotes our best understanding of the emission after a careful inspection of the individual spectra from both the FCRAO and IRAM 30 m telescopes.

The above parametrization fixes the physical structure of each core and leaves the abundance law of each molecular species as the only free parameter left to fit the observed radial profiles of intensity. Following previous work, we explored two types of abundance laws. As a first choice, we assumed that the molecular abundance is uniform across the core, and we used

the Monte Carlo model to predict the intensity radial profile. Sometimes, this uniform abundance law predicted an emission profile that is much steeper than observed, and in these cases we modified the abundance law to include a central depletion hole of radius  $r_d$  within which the abundance is negligible.

As Fig. 5 shows, the  $\text{N}_2\text{H}^+$  radial profile of all the cores can be fitted using a uniform abundance model. Each core, however, requires a different abundance value. Cores A2 and C present the lowest  $\text{N}_2\text{H}^+$  abundances, with best-fit values that are four and two times lower than the value in core B, the most  $\text{N}_2\text{H}^+$ -rich core in the sample (see Table 4 for absolute abundance values). As mentioned above, the  $\text{N}_2\text{H}^+$  abundance in a core is expected to increase with time, so we can interpret the observed differences in  $\text{N}_2\text{H}^+$  abundance as differences in the state of the chemical evolution of the cores. To better illustrate this evolution, we have re-ordered the cores in Fig. 5 so that the  $\text{N}_2\text{H}^+$  abundance decreases towards the right. If our understanding of the  $\text{N}_2\text{H}^+$  chemistry is correct, the sequence in the figure must represent a sequence of cores of decreasing age, in which core B is the oldest and cores A2 and C are the youngest. (Core D has been

placed in the sequence by considering its  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  intensity towards the center, as no abundance estimate was possible without a mm-continuum map.)

The analysis of the SO abundance provides further support to the  $\text{N}_2\text{H}^+$ -derived age sequence. As mentioned above, SO is expected to behave opposite to  $\text{N}_2\text{H}^+$ , and therefore show the largest abundances in the chemically youngest cores. Indeed, Fig. 5 and Table 4 show that the young cores A2 and C have large and uniform SO abundances, while the more evolved B and A1 cores present SO depletion holes towards their center.

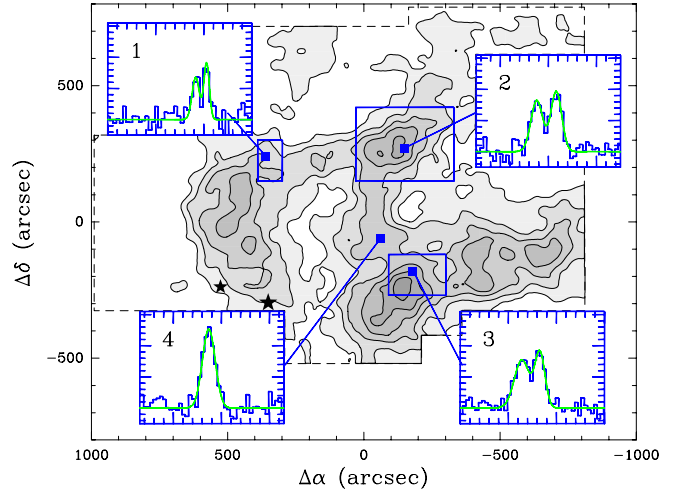
Finally, all cores require a depletion hole in their  $\text{C}^{18}\text{O}$  abundance law to fit the observed emission profile. The youngest A2 core requires the smallest hole, while the oldest B core requires the largest one (Table 4). Still, the correlation between evolutionary stage and  $\text{C}^{18}\text{O}$  depletion hole is weak, probably because determining the correct  $\text{C}^{18}\text{O}$  abundance law depends on modeling the poorly constrained envelope that surrounds each core. In any case, the results of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  analysis are consistent with the interpretation that the L1517 cores are at different stages of evolution.

Before finishing our analysis, it is worth mentioning that in the evolutionary sequence of Fig. 5, core D, for which no modeling could be carried out, appears as a relatively evolved core based both on its strong  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission and on the flattened radial profiles of SO and  $\text{C}^{18}\text{O}$ . This conclusion, however, disagrees with the recent analysis by Hirota et al. (2009), who suggests that L1517D is an unusually young core from a chemical point of view. Resolving this contradiction requires making mm-continuum observations of this object to determine its true density structure and to allow a Monte Carlo modeling of its abundance profiles like that of the other cores.

Although the cores in L1517 differ significantly in their chemical composition and therefore evolutionary state, they present very similar kinematic properties. Table 3 shows that the  $\text{N}_2\text{H}^+$  linewidths are all close to  $0.2 \text{ km s}^{-1}$ , which is typical of the low-mass cores in Taurus and indicative of subsonic nonthermal motions (Myers 1983; Caselli et al. 2002). In addition, the internal velocity gradients of the cores are on the order of  $1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ , which is also typical of low-mass cores (Goodman et al. 1993; Caselli et al. 2002), and again suggests that the L1517 cores are representative of the population of low-mass cores in Taurus as a whole. This combination of different chemical composition and similar internal velocity structure suggests that the kinematic properties of the cores change little during their contraction from the more diffuse gas in the cloud. To further elucidate this issue, in the next sections we analyze the kinematics of the more extended gas in the cloud, and we compare it with that of the cores.

## 5. Gaussian decomposition of the spectra

In Sect. 3.1 we saw that each filament in the L1517 cloud is characterized by a well-defined range of LSR velocities (Table 1). The filaments, however, are not monolithic entities and seem to have an internal velocity structure characterized by low-level velocity gradients. As these gradients have potential information on the gas motions responsible for forming the embedded dense cores, we analyzed them in more detail by inspecting the individual  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  spectra. From this inspection, we find that 92% of the spectra with peak intensity  $S/N \geq 3$  present a single velocity component, while the rest of the spectra present evidence of two partly-overlapping velocity components. This preponderance of profiles with a well-defined number of components suggests that

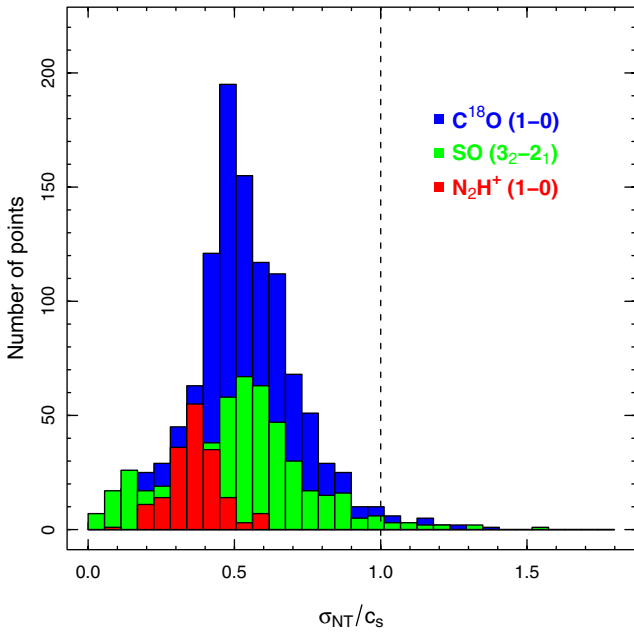


**Fig. 6.** Graphical summary of the Gaussian fits to the  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  emission in L1517. The gray scale shows the  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  integrated intensity map of Fig. 1, and the superposed blue boxes enclose the regions where two Gaussians were fitted to the spectra. Insets with numbers 1, 2, and 3 illustrate double-Gaussian fits, while inset number 4 shows an example of the dominant single Gaussian fitted to most of the cloud spectra.

the velocity field at each cloud position can be characterized by fitting Gaussians to the spectra.

To fit the more than 2000  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  spectra observed towards L1517 we have used a semi-automatic procedure in the CLASS software and chosen to fit one or two components depending on the complexity of the line profile. The result from this fitting is illustrated in Fig. 6, which also shows examples of the profiles. As can be seen, most of the cloud spectra have been fitted with single Gaussians (as shown in box number 4), and the fits with two Gaussians are restricted to three well-defined regions identified with solid boxes. The largest of these three regions (box number 2) is centered near  $(\Delta\alpha, \Delta\delta) = (-200'', +250'')$  and seems to correspond to the superposition of filaments 3 and 4. This region appears in optical images as a relative enhancement in the obscuration, and Lee & Myers (1999) even classified it as an additional core (L1517B-2), but our observations suggest that it is more likely a superposition effect. Another region with double spectra (box number 1) also seems to result from the superposition of two different components, this time filament 3 and an unlabeled and more diffuse component parallel to filament 4 that can be seen in the reddest map of Fig. 2. Finally, the third region with double spectra occurs near  $(\Delta\alpha, \Delta\delta) = (-200'', -200'')$  and has a less clear origin. Its location would suggest an origin in the superposition of filaments 1 and 2, but the velocity of the blue component does not match the velocity of any of the filaments. Observations with higher  $S/N$  towards this region are needed to determine the origin of this anomalous component.

The Gaussian fitting procedure has also been applied to the SO and  $\text{N}_2\text{H}^+$  spectra. For SO, which is almost as extended spatially as  $\text{C}^{18}\text{O}$  (see Fig. 4), we again find that we need to use two Gaussian components inside the regions discussed before, while single-peaked spectra are the norm in the rest of the cloud. For the  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  spectra, we fitted all hyperfine components simultaneously using the HFS method in CLASS and derived both the line centroid and the optical-depth corrected linewidth in this way. As shown in Fig. 4, the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission is much more compact than the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and SO emission, and our inspection of



**Fig. 7.** Histogram of the nonthermal velocity dispersion for  $C^{18}O$  (blue),  $SO$  (green), and  $N_2H^+$  (red) illustrating the predominance of subsonic values.

the individual spectra found that all positions could be fitted with a single velocity component.

The linewidths and velocity centroids derived with the Gaussian fits just described constitute the two input parameters for our analysis of the gas kinematics in L1517. In the following two sections, we analyze the behavior of each quantity separately.

## 6. Linewidth analysis

### 6.1. Linewidth statistics: prevalence of subsonic motions

The linewidth of a spectrum combines contributions from both thermal and nonthermal gas motions. In this section, we are interested in the nonthermal motions of the gas, which are potentially associated to gas turbulence or core formation motions. To isolate these motions, we have subtracted the thermal component from the measured linewidth following the standard practice of assuming that the two contributions are independent of each other so they add in quadrature (e.g., Myers 1983). In this way, we estimate the nonthermal velocity dispersion for each species as

$$\sigma_{NT} = \sqrt{\frac{\Delta V^2}{8 \ln 2} - \frac{kT}{m}}, \quad (4)$$

where  $\Delta V$  is the measured *FWHM* linewidth,  $k$  the Boltzmann's constant,  $T$  the gas kinetic temperature, and  $m$  the mass of the molecule under consideration. This velocity dispersion  $\sigma_{NT}$  can be directly compared to the (isothermal) sound speed of the gas,  $c_s$ , which has a value of  $0.19 \text{ km s}^{-1}$  for ISM gas at 10 K.

Figure 7 shows the histograms of the velocity dispersion for the three molecular species in our survey (using all spectra with peak intensity  $S/N \geq 3$ ). As can be seen, the overwhelming majority of the spectra present a subsonic velocity dispersion and lie to the left of the  $\sigma_{NT}/c_s = 1$  dashed line. The few positions that exceed the sonic limit form a low-level tail in the distribution

that contains 2% of the spectra in  $C^{18}O$  and 3% of the spectra in  $SO$ . No  $N_2H^+$  spectrum has a supersonic linewidth.

In addition to a very small fraction of supersonic points, the main feature of the histograms in Fig. 7 is the presence of a well-defined central peak. This peak indicates that the gas in the cloud is not only subsonic, but it also has a favored number of nonthermal motions that approximately equal half the sound speed. More specifically, the histograms in the figure have the following mean and rms:  $\sigma_{NT}/c_s = 0.54 \pm 0.19$  for  $C^{18}O$ ,  $\sigma_{NT}/c_s = 0.51 \pm 0.23$  for  $SO$ , and  $\sigma_{NT}/c_s = 0.36 \pm 0.09$  for  $N_2H^+$ .

The values for the  $C^{18}O$  and  $SO$  nonthermal linewidth seem consistent with each other. The mean  $\sigma_{NT}/c_s$  of  $N_2H^+$ , on the other hand, is significantly smaller than that of  $C^{18}O$  and  $SO$ . Optical depth effects could potentially play a role in this difference, since the hyperfine fit to the  $N_2H^+(1-0)$  spectrum automatically corrects for optical depth broadening, while no correction is applied to the  $C^{18}O$  and  $SO$  data when fitting single Gaussians. To test whether optical depth broadening can explain the higher  $C^{18}O$  mean value, we have applied a simple correction to the  $C^{18}O$  data by assuming an excitation temperature of 10 K and estimating the optical depth from the peak intensity of the observed line profile. This correction is relatively small, as the optical depth never reaches unity, so even after its application, the distribution of  $\sigma_{NT}$  still has a significantly higher mean value than for  $N_2H^+$ , and both a Kolmogorov-Smirnov and a Wilcoxon-Mann-Whitney test confirm that the two distributions must be different.

The lower  $\sigma_{NT}$  value of the  $N_2H^+$  spectra could indicate that the dense core gas has an intrinsically lower velocity dispersion than the less-dense ambient material and that core formation has been accompanied by certain amount of dissipation of nonthermal motions. If this is the case, we can quantify the loss of nonthermal motions from the difference between the *FWHM* linewidths of  $C^{18}O$  and  $N_2H^+$ , which is  $0.07 \pm 0.04 \text{ km s}^{-1}$ .

Even if small, the above estimate of the loss of nonthermal motions during core formation is likely a significant overestimate. The nonthermal linewidth is not a local parameter, but the accumulated effect of gas motions along the line of sight. For this reason, some consideration should be given to line-of-sight effects when comparing tracers as different as  $C^{18}O$  and  $N_2H^+$ . As shown in Sect. 4.1, the  $N_2H^+$  emission is significantly more concentrated than the emission from  $C^{18}O$  and  $SO$  because of its special chemistry and excitation requirements, so it samples a shorter line of sight path than  $C^{18}O$  and  $SO$ . In addition, we see in the next section that part of the kinematics of the  $C^{18}O/SO$ -emitting gas arises from large-scale motions in the filaments. As these motions likely accumulate along the line of sight, they are expected to contribute more to the  $C^{18}O$  and  $SO$  linewidth than to  $N_2H^+$ .

To estimate the importance of this effect, we compare the sizes of the typical emitting regions for  $N_2H^+$  and  $C^{18}O$ . Tables 2 and 4 show that the typical diameter of an L1517 core traced in  $N_2H^+$  is about  $2 \times 55''$ , while the same parameter for a filament traced in  $C^{18}O$  is about  $2 \times 95''$ . In addition, Table 5 shows that the typical velocity gradient in the filament gas is about  $1.2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ . Thus, if we assume a gradient of this size and multiply it by the difference in line of sight length between the two molecules, we predict a velocity difference between the tracers due to large-scale motions of about  $0.06 \text{ km s}^{-1}$ . This difference is so close to the observed linewidth difference that it seems very likely that a significant part of the nonthermal linewidth difference between  $N_2H^+$  and  $C^{18}O$  (and  $SO$ ) arises from their different sampling of the cloud large-scale motions. Whether this

**Table 5.** Kinematic properties of the filaments<sup>1</sup>.

Filament	$\langle\sigma_{\text{NT}}\rangle/c_s$	$\langle V_{\text{LSR}}\rangle$ (km s <sup>-1</sup> )	$\langle \nabla V_{\text{LSR}} \rangle$ (km s <sup>-1</sup> c <sup>-1</sup> )
1	0.57 ± 0.15	5.52 ± 0.07	1.0 ± 0.5
2	0.63 ± 0.17	5.79 ± 0.07	1.4 ± 0.7
3	0.53 ± 0.16	5.89 ± 0.05	1.3 ± 1.0
4	0.41 ± 0.16	6.14 ± 0.04	0.9 ± 0.5

Notes. <sup>(1)</sup> From C<sup>18</sup>O(1–0) emission.

effect can explain the full linewidth difference cannot be said, but it does show that the difference in local nonthermal motions (and thus dissipation during core formation) must be necessarily less than estimated before.

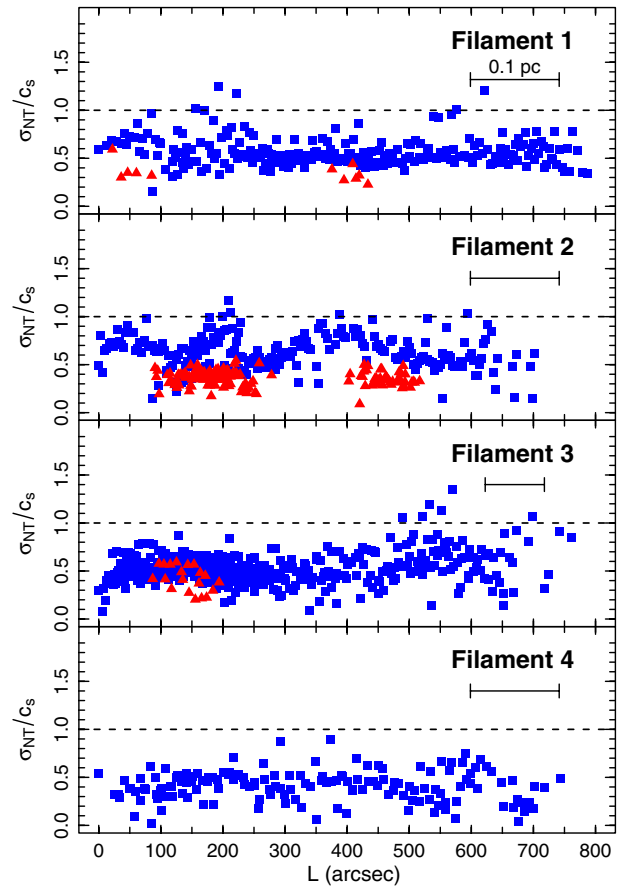
A simple consequence of the subsonic nature of the nonthermal gas motions in L1517 is the small role that they can play in supporting the cloud against gravity. The ratio between the nonthermal and thermal contributions to the gas pressure is given by  $P_{\text{NT}}/P_{\text{T}} = (\sigma_{\text{NT}}/c_s)^2$ , so even if we use the C<sup>18</sup>O linewidth uncorrected for optical depth, we find that the nonthermal motions contribute to the gas pressure with only  $\sim 1/3$  of the thermal value. This contribution is likely to represent an upper limit, because the above pressure ratio assumes again that all nonthermal motions arise from a local “microscopic” turbulent motions that increases cloud support (Chandrasekhar 1951) and ignores the contribution from large-scale flows.

## 6.2. Spatial distribution and consequences for turbulent models of core formation

To further characterize the nonthermal motions, we now study their spatial distribution. Figure 8 presents a plot of  $\sigma_{\text{NT}}/c_s$  for C<sup>18</sup>O and N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> as a function of position along each of the filaments identified in Sect. 3.1. In agreement with the histogram analysis, all four filaments are dominated by subsonic gas over their entire length, and only a few positions exceed the sonic limit in C<sup>18</sup>O. These few supersonic positions (some of them coincident with filament overlaps) appear almost randomly scattered over the filaments length, and show no correlation with either the position of the cores or the beginning or end of the filaments.

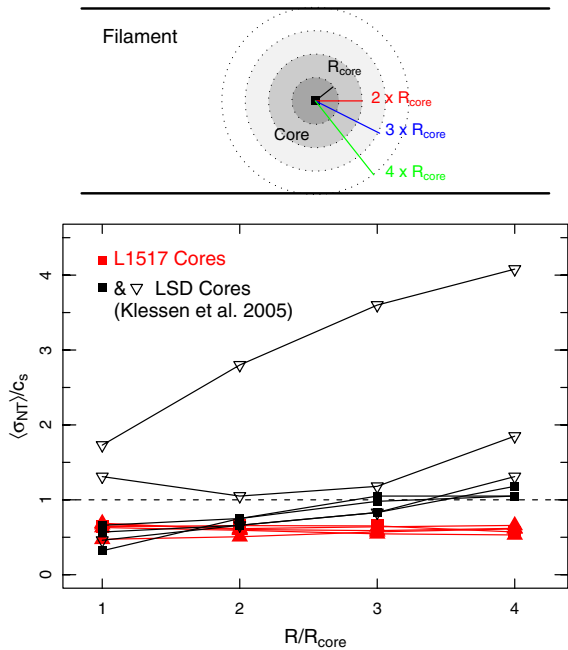
In addition to a lack of supersonic points, the plots of non-thermal linewidth in Fig. 8 present very little spatial structure. Filaments 1, 3, and 4 have almost flat distributions of C<sup>18</sup>O  $\sigma_{\text{NT}}/c$  and well-defined mean values close to 0.5 (Table 5). Filament number 2 also has a mean  $\sigma_{\text{NT}}/c$  close to 0.5, but presents changes in the linewidth along its length. These changes are of unclear origin, and seem to result from the presence of two localized regions of enhanced (but mostly subsonic) linewidth. One of these regions corresponds to the vicinity of core B, and the other occurs in the vicinity of core A1. Concerning the N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> linewidths, Fig. 8 again shows their tendency to be smaller than those of C<sup>18</sup>O. This trend is present in all the cores, although it is somewhat reduced in core D of filament 3. Apart from this already discussed effect, Fig. 8 shows that the N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> linewidths remain approximately constant inside each of the cores.

The flat distribution of the velocity dispersion in the filaments, and in particular in the vicinity of the dense cores, poses a significant constraint to models of core formation by supersonic turbulence. In these models, the cores are shock-compressed structures formed at the stagnation point between two convergent flows, and as a result, they are expected to be surrounded



**Fig. 8.** Distribution of nonthermal velocity dispersion as a function of position along each of the L1517 filaments. Blue squares represent C<sup>18</sup>O(1–0) and red triangles and N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0) values. The spatial scale for filament 3 has been shrunk by a factor of 1.5 in order to fit it into the reduced box size used for the other filaments. The mean formal error in the  $\sigma_{\text{NT}}/c_s$  determination is 0.1 for both N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> and C<sup>18</sup>O, which is approximately the marker size.

(even confined) by turbulent layers of cloud gas (e.g., Padoan et al. 2001; Ballesteros-Paredes et al. 2003; Klessen et al. 2005). In L1517, the observed C<sup>18</sup>O emission surrounds the location of the dense cores and arises from gas that is about one order of magnitude less dense than the core centers (Sect. 4.1), so we can naturally expect that the C<sup>18</sup>O emission arises from the gas layers that physically surround the dense cores. (C<sup>18</sup>O does not sample gas inside the cores due to freeze out, see Sect. 4.) If the cores have formed by the convergence of gas flows, part of the C<sup>18</sup>O emission must originate in gas in the flows and must retain a signature from the core-forming convergent motions. To test whether such a signature is present in our data, we calculated for each core the average C<sup>18</sup>O velocity dispersion inside rings around the core center having radii equal to 1, 2, 3, and 4 core radii (core radius is  $r_{1/2}$  in Table 4). This procedure is illustrated in the upper panel of Fig. 9, and has been stopped at four core radii to ensure that we sample equally gas that surrounds the cores in all directions, and not only in the direction of the large-scale filaments (which dominates the emission at larger radii). The results from this average for each of the five cores in L1517 are indicated in the bottom panel of Fig. 9. Not surprisingly given the general trend seen in the filaments, all cores



**Fig. 9.** Comparison between the  $\text{C}^{18}\text{O}$  nonthermal velocity dispersion around each L1517 core and the predictions from a model of turbulent core formation. *Top:* schematic view illustrating how the velocity dispersion has been averaged inside four concentric shells around each core. *Bottom:* comparison between the observed  $\text{C}^{18}\text{O}$  data (red solid triangles) and the predictions from the LSD model by Klessen et al. (2005). The black solid squares represent the three different projections of a fully subsonic core, while the open inverted triangles represent the three projections of a core that has transonic motions in one of them.

present a distribution of velocity dispersion with radius that has no systematic change with distance from the core center.

To compare the distribution of velocity dispersions around the cores of L1517 with the predictions from turbulent models, we chose the numerical simulations of gravo-turbulent core formation by Klessen et al. (2005). These authors attempt to reproduce conditions similar to those of a low-mass star-forming region like L1517 and present a very complete view of the internal kinematics of the simulated cores. From the two families of simulations that these authors present, we selected the large-scale driving (LSD) case because it produces the most quiescent cores, and is therefore more likely to fit our observations of L1517. Klessen et al. (2005) present in their Fig. 1 radial profiles of the velocity dispersion for three different views of two selected cores (likely chosen for their similarity to observations), and we used these profiles to derive nonthermal velocity components by subtracting in quadrature the contribution from thermal motions (as done with the  $\text{C}^{18}\text{O}$  data). These data have been averaged as a function of core radius by converting the normalized column densities given by the authors into a distance from the core center by assuming that the density of the cores follows the profile of a Bonnor-Ebert sphere (as claimed by the authors).

The predicted nonthermal velocity dispersions from the Klessen et al. (2005) model are represented in Fig. 9. As expected, these predicted dispersions show a significant increase with radius due to the presence of converging flows around the cores. The predicted increase is approximately a factor of 2 between 1 and 4 core radii, and as a result, the outermost points in the graph are expected to exceed the sound speed limit in all

core models. Even in the most quiescent, subsonic core model, which is arguably not representative of the sample because subsonic cores are less than 25% of the total in the simulation, the match between model and data is only acceptable for the innermost two radii. For larger radii, model and data diverge with increasing distance from the core center, and end up differing by a factor of 2 in the outermost layers sampled by our observations. Even larger disagreement occurs for the case of transonic cores, which constitute  $\sim 50\%$  of the total cores in the simulation and are therefore more representative of the model results. As can be seen, two out of the three sets of points exceed the sound speed at all radii, and therefore fail to fit the observations at all radii in all the cores.

Although limited, the above comparison illustrates the basic disagreement between our observations of the L1517 cloud and the predictions from models of core formation by convergence of supersonic flows: the  $\text{C}^{18}\text{O}$  spectra in L1517 sample the core outer layers far enough to trace any core-forming motions, so if these motions were supersonic, they should have left a clear signature in the  $\text{C}^{18}\text{O}$  spectra. The absence of such a signature rules out the presence supersonic motions around the cores and sets a limit to any core-forming gas flow that is well inside the subsonic regime.

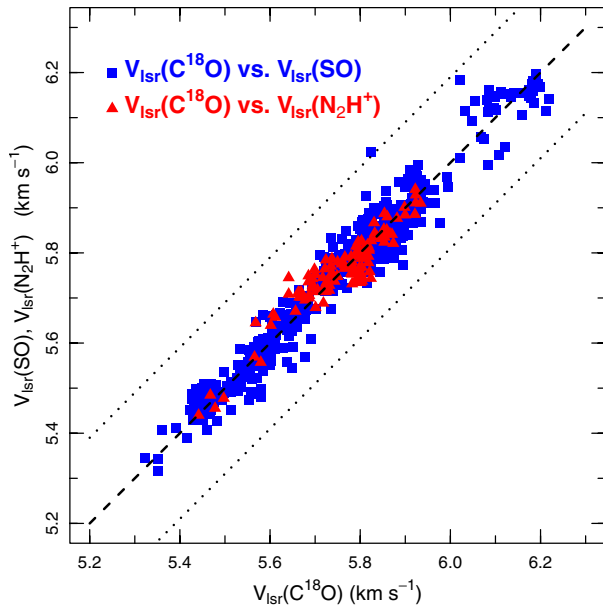
### 6.3. Velocity coherent filaments

In their study of the linewidth of dense-gas tracers in cores, Barranco & Goodman (1998) and Goodman et al. (1998) found that the nonthermal component remains almost constant over the core interior and that this behavior represents a departure from the well-known linewidth-size relation commonly associated to turbulent motions (Larson 1981). These authors refer to this property of the core gas as velocity “coherence”, and suggest that the scale of coherence, which they found to approximately coincide with the core size, may indicate that core formation is related to the process of turbulence dissipation.

Our analysis of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  linewidth illustrated in Figs. 8 and 9 shows that the region with constant nonthermal linewidth can be followed in significantly larger scales than the cores and that it extends over distances as long as the filaments themselves ( $\sim 0.5$  pc). This coherence of the velocity field in the filaments is not limited to the nonthermal linewidth, and it can be seen in the behavior of the velocity centroid, to be studied in detail in the next section. In the L1517 cloud, therefore, the filaments are velocity coherent in the sense of Barranco & Goodman (1998) and Goodman et al. (1998), and this extends the scale size of coherence in the gas by a factor of approximately 5.

Finding velocity coherence on scales as large as the filaments separates the scale of coherence from that of the cores, and suggests that core formation is not likely the direct result of turbulence dissipation. As seen in Sect. 6.1, some turbulence dissipation may have occurred during core formation, but by being significantly subsonic, it is unlikely to have affected the gas pressure balance and triggered core formation. Velocity coherence in cores, therefore, does not seem a defining property of the condensations, but a condition inherited from the larger spatial scale of the filaments.

Our finding of velocity coherence on scales larger than a core would seem to contradict the recent results from Pineda et al. (2010), who claim to have detected of the transition between the coherent and turbulent regimes in a core with observations of the B5 region in Perseus. We note, however, that although these authors associate the velocity coherent region with a dense core, one can see in their Fig. 3 that the velocity coherent region

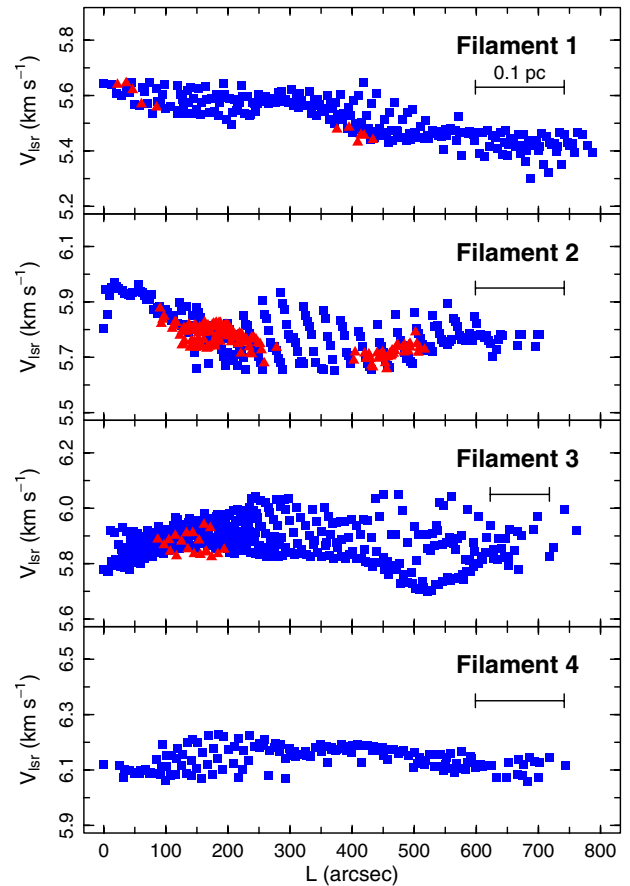


**Fig. 10.** Comparison between the  $V_{\text{LSR}}$  of  $\text{C}^{18}\text{O}$  and SO (blue squares), and  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  (red triangles) in L1517 illustrating the good agreement between all tracers. The central dashed line indicates the locus of equal velocities, and the surrounding dotted lines have been displaced by the sound speed ( $0.19 \text{ km s}^{-1}$  for ISM gas at 10 K). The mean formal error in the  $V_{\text{LSR}}$  determination is  $0.02 \text{ km s}^{-1}$  for SO and  $0.01 \text{ km s}^{-1}$  for both  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$ , which is comparable or smaller than the marker size.

in B5 is elongated and has a length of about 0.5 pc, similar to our L1517 filaments. The B5 region, in addition, contains multiple dense cores (Enoch et al. 2006, also our own unpublished data), and this suggests again that it is more similar to the L1517 filaments than to an isolated dense core. Clearly more observations of different core environments are needed to understand the size and relation between the different velocity coherent regions. If the L1517 cloud is a representative region of dense core formation, we can predict that filament-wide velocity coherence will be a common phenomenon.

## 7. Line centroid analysis

The second output from our Gaussian fit to the spectra is the velocity centroid. Figure 10 compares the SO and  $\text{N}_2\text{H}^+$  centroids with those of  $\text{C}^{18}\text{O}$  towards all positions where the fits were considered to be significant ( $S/N \geq 3$ ). As can be seen, the velocities of the different tracers agree with each other independently of any variations in the bulk velocity of the cloud. The average difference in velocity between  $\text{C}^{18}\text{O}$  and either SO or  $\text{N}_2\text{H}^+$  is  $0.03 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$ , which means that the velocities of the different tracers differ on average by less than one fifth of the sound speed. This good match between tracers rules out any significant motions between the different density regimes of the gas and, in particular, it rules out any systematic drift between the dense cores (traced by  $\text{N}_2\text{H}^+$ ) and the surrounding gas (traced by  $\text{C}^{18}\text{O}$ ). Such a quiescent state of the gas is not peculiar to L1517, and Walsh et al. (2004) and Kirk et al. (2007a) have found a similar lack of velocity shifts between  $\text{N}_2\text{H}^+$  and  $\text{C}^{18}\text{O}$  in a number of low-mass star-forming regions.



**Fig. 11.** Velocity centroid as a function of position along each of the L1517 filaments. Blue squares represent  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  and red triangles  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  values. The spatial scale for filament 3 has been shrunk by a factor of 1.5 in order to fit into the reduced box size used for the other filaments. The mean formal error in the velocity centroid determination is  $0.02 \text{ km s}^{-1}$  for  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $0.01 \text{ km s}^{-1}$  for  $\text{N}_2\text{H}^+$ , which is always smaller than the marker size.

### 7.1. Continuity of the velocity field and large-scale oscillations

The lack of velocity shifts between tracers does not mean that the gas in L1517 is static. Figure 10 shows how the LSR velocity of the cloud material spans almost  $1 \text{ km s}^{-1}$ , and this velocity spread arises from a combination of the different velocities of each of the filaments and the presence of internal velocity gradients inside the filaments. To more fully study these gradients, we present plots of the velocity centroids of  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  as a function of position along each filament in Fig. 11.

As can be seen in Fig. 11, the velocity field of each filament presents a remarkably low level of spatial change. The dispersion of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  velocity centroids does not exceed  $0.07 \text{ km s}^{-1}$  in any filament, even when considering a few regions of enhanced dispersion that seem to coincide with locations of multiple-peaked spectra and to overlap between different filaments. In addition, the end-to-end velocity change in each filament is about  $0.2 \text{ km s}^{-1}$  or less. This quiescent state of the gas on scales as large as 0.5 pc once more justifies the interpretation of the filaments as velocity-coherent structures.

Although the changes in velocity along the filaments are small, the low dispersion of the centroid data allows the existence of large-scale velocity patterns to be discerned in some of the filaments. Figure 11 shows how the  $C^{18}O$  centroids oscillate quasi-periodically, especially in filaments 1 and 2, over the length of the filaments with typical wavelengths of approximately 0.1–0.2 pc. As also shown in the figure, the more spatially localized  $N_2H^+$  centroids follow the  $C^{18}O$  oscillatory pattern at those positions where both tracers can be observed (i.e., towards the dense cores), indicating that both species trace the same general velocity pattern. This good match between the  $C^{18}O$  and  $N_2H^+$  data is remarkable because the two species do not coexist spatially due to their anticorrelated chemistries (Sect. 4), and they therefore trace significantly different regimes of gas density. Thus, the continuity of the  $C^{18}O$  and  $N_2H^+$  velocity gradients must reflect a continuity between the velocity field of the filament gas and the internal velocity gradients of the dense cores embedded in it. This implies that the internal velocity gradients in the cores are not intrinsic core properties (like isolated rotation), but result from the large-scale motions of surrounding filament. Core velocity gradients should therefore be interpreted in terms of the velocity gradients of the lower density gas.

The observed continuity between the velocity field of the filaments and the cores implies that core formation in L1517 has not decoupled the dense kinematically gas from its surrounding environment. This behavior again seems to contradict the expectation from the turbulent models of core formation, because in these models, the cores are formed by the direct shock of streams of lower density gas, so a discontinuity in the velocity field is expected. The observations of L1517 are better understood if the filaments are coherent in velocity as a whole, and the cores have formed from the contraction of this velocity-coherent gas. The transition from cloud to core conditions must have therefore involved little or no dissipation of kinetic energy, and in particular the absence of supersonic shocks. The data therefore indicates that core formation in L1517 has been an almost quasi-static process.

## 7.2. A simple model of the velocity oscillations

The velocity oscillations of filaments 1 and 2, dominate the large-scale kinematics of the gas in these objects, and suggest some type of ordered pattern in their three-dimensional velocity field. Our limited observations cannot fully constrain the 3D properties of this velocity field, but the large-scale nature of the motions and the lack of systematic velocity gradients perpendicular to the filament axis suggest that the underlying velocity field must have an important component directed *along* the axis of the filaments. If this is correct, it is intriguing to investigate whether the velocity oscillations of filaments 1 and 2 are related to the presence of embedded cores, and in particular, whether they could represent part of the motions responsible for core formation.

Core formation in a filamentary gas cloud is often investigated using the idealized geometry of an infinitely-long, axially-symmetric gas cylinder. The stability of such a configuration has been studied in detail using both semi-analytical techniques (Stodólkiewicz 1963; Ostriker 1964; Larson 1985; Nagasawa 1987; Inutsuka & Miyama 1992; Nakamura et al. 1993; Gehman et al. 1996; Fiege & Pudritz 2000a) and numerical simulations (Bastien 1983; Bastien et al. 1991; Nelson & Papaloizou 1993; Nakamura et al. 1995; Fiege & Pudritz 2000b). From this body of work we know that, depending on the initial equilibrium state of the gas, the amount of support provided by pressure and

magnetic fields, and the geometry of both the magnetic field and the perturbation applied to the system, the gas cylinder can follow a number of evolutionary paths, including expansion, collapse to a spindle, or fragmentation into multiple clumps. Among these outcomes, cloud fragmentation is the most interesting here because of its possible relation to core formation and the velocity oscillations in filaments 1 and 2.

In the simplest case of an isothermal cylinder in equilibrium, fragmentation occurs through a Jeans-type of instability in which a density perturbation with a large-enough wavelength accumulates enough mass in each over-dense region to make it gravitationally unstable (e.g., Stodólkiewicz 1963; Larson 1985). The most unstable perturbation is an axisymmetric mode that breaks the initially continuous filament into a chain of dense condensations equally spaced along the cylinder axis (Nakamura et al. 1993). Numerical simulations show that this process involves redistribution of the gas in the filament via motions that have a dominant velocity component parallel to the filament axis, at least during the first stages of evolution (e.g., Nakamura et al. 1993; Fiege & Pudritz 2000b). The similarity of these motions with those inferred for filaments 1 and 2 in L1517 is the main motivation for attempting a simple kinematic model.

Modeling in detail the fragmentation of the L1517 filaments exceeds the scope of this paper, and would require information on so far unknown cloud properties like the strength and geometry of the magnetic field. For this reason, we limit ourselves to testing whether the velocity oscillations of Fig. 11 are consistent with large-scale core-forming motions, and we do so with a highly idealized infinite cylindrical model. Our first approximation is to only study motions along the central axis of the cylinder, which allows us to convert the problem to one dimension and which is motivated by the dominance of longitudinal motions in simulations. Following standard practice (e.g., Binney & Tremaine 1987, their Sect. 5.1), we use perturbation analysis and assume that the gas starts from a state of hydrostatic equilibrium in which the density is constant along the filament axis (e.g., Ostriker 1964). To this equilibrium state we added a small longitudinal perturbation in both density and velocity, and work only to first order in the perturbation quantities (linear analysis). Under these conditions, the equation of continuity can be written as

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u_1}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

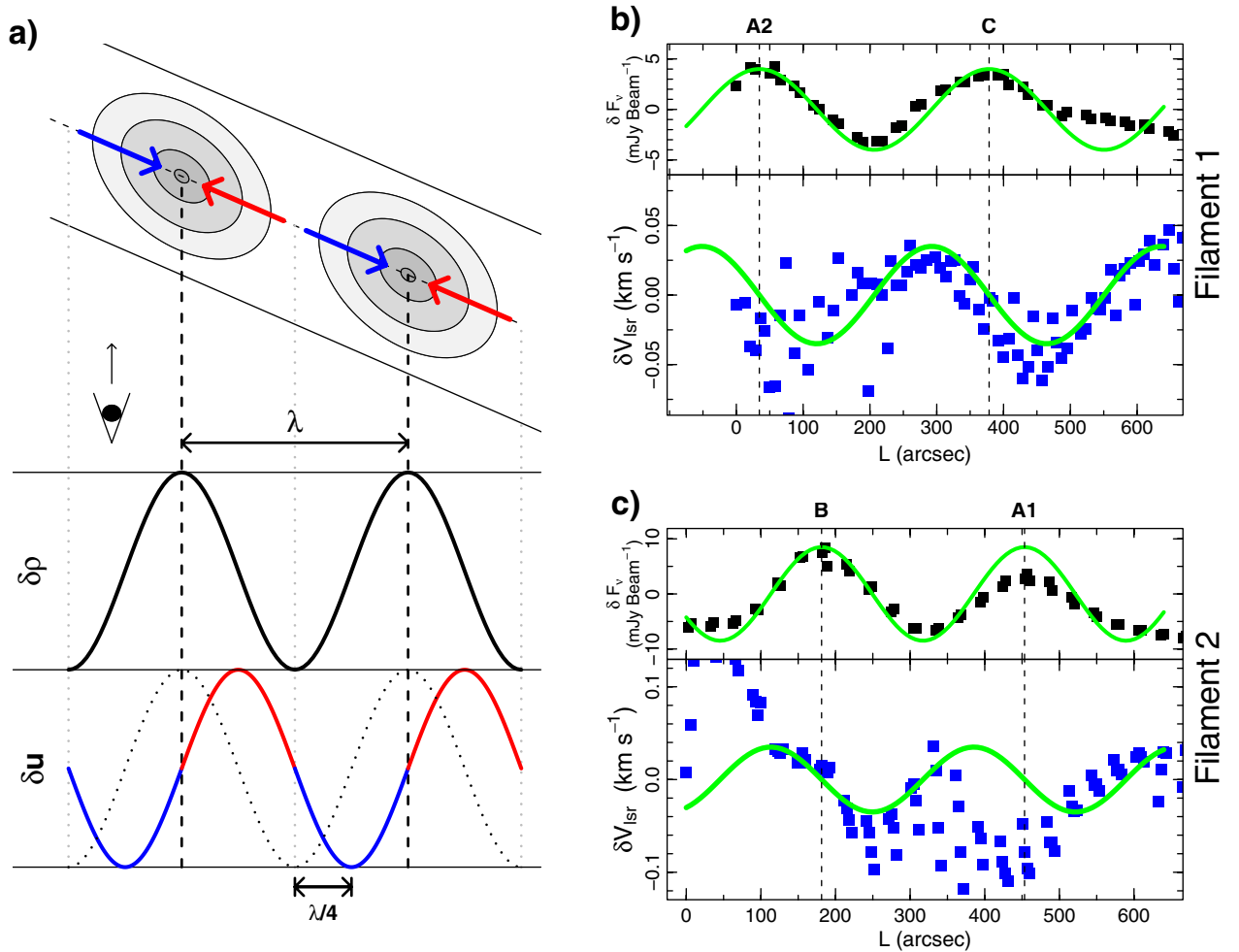
where  $\rho$  is the density,  $u$  the velocity,  $z$  the spatial coordinate along the filament axis, and the 0 and 1 subscripts refer to the unperturbed solution and the first-order perturbation. If we now assume Fourier-component perturbations for both density and velocity, we can write

$$\rho_1(z, t) = C_1 e^{i(kz - \omega t)} \quad \text{and} \quad u_1(z, t) = C_2 e^{i(kz - \omega t)}, \quad (6)$$

where  $C_1$  and  $C_2$  are constants due to the lack of  $z$ -dependence of the unperturbed solution. Substituting these expressions into the equation of continuity, we can obtain a simple relation between the two constants. The case of interest here is that of an unstable, core-forming mode (i.e., opposed to a stable sonic wave), and this implies that  $\omega^2$  must be negative. Defining a real number  $\gamma$  so  $\omega = i\gamma$ , we can write

$$C_2 = i \frac{C_1}{\rho_0} \frac{\gamma}{k}. \quad (7)$$

As  $\rho_0$ ,  $\gamma$ , and  $k$  are real numbers, the above equation implies that the Fourier component of the velocity perturbation must



**Fig. 12.** Kinematic modeling of the velocity oscillations in filaments 1 and 2. **a)** Schematic view showing how a core-forming velocity field along the filament axis causes a  $\lambda/4$  shift between the sinusoidal perturbations of density and velocity. **b), c)** Comparison of the density and velocity perturbations in filaments 1 and 2 with the expectation from the simple kinematic model. For each filament, the upper panel (black squares) shows the increment of mm continuum flux over the mean (a proxy for the density perturbation), and the lower panel (blue squares) shows the variation in the  $\text{C}^{18}\text{O}$  centroid velocity over the filament mean (after subtraction of a linear gradient). The green solid line in each upper panel is a sinusoidal fit to the density perturbation, from which a wavelength and phase are determined. The green solid line in each bottom panel is the result of shifting the density sinusoid by  $\lambda/4$  (plus scaling it arbitrarily), and represents the expected pattern for a core-forming velocity field. The mean formal error in the  $\delta V_{\text{LSR}}$  determination is  $0.01 \text{ km s}^{-1}$  for both filaments, which is on the order of the marker size.

be shifted in phase from the density component by  $\pi/2$ , which is one quarter of the wavelength of the perturbation (see also Gehman et al. 1996). (In a stable (sonic) perturbation,  $\omega$  is a real quantity, so the density and velocity Fourier components are in phase.)

The origin of the  $\lambda/4$  shift between the velocity and density perturbations can be easily understood with the simplified cartoon of Fig. 12a. As can be seen, for the gas motions to be core-forming, they have to converge towards the core centers, and this means that a density peak must correspond to a position of vanishing velocity. Assuming that both density and velocity perturbations are sinusoidal, this requires that there is a  $\lambda/4$  shift between the two.

The expected  $\lambda/4$  shift between the density and the velocity patterns in an unstable perturbation provides a simple criterion to test whether the velocity field in the L1517 filaments is consistent with core-forming motions. To this end, we have fitted a sinusoid to a cut of the mm-continuum emission along the

filament axis. This quantity should be proportional to the filament density profile, with the caveat that the bolometer observation filters the extended emission due to chopping, and from this fit we have determined the wavelength and phase of the density perturbation in filaments 1 and 2. The top panels of Figs. 12b and c show that both filaments can be reasonably fitted with sinusoidal density profiles that have wavelengths of approximately 340 and 270 arcsec, respectively.

To now test whether the observed velocity field is consistent with the formation of these density profiles, we shift the density sinusoid by one quarter of the wavelength, as required by the perturbation analysis, and compare the result with the velocity centroid data towards the filament axis. For this step, we have one degree of freedom in the choice of the sign of the shift, as there are two possible inclinations of the filament with respect to the plane of the sky (e.g., the eastern part of filament 1 could be inclined toward us or away from us), and this adds a sign ambiguity to the gas radial velocity. When this inclination is chosen

(together with a scaling of velocity amplitude), we derive the model predictions shown in the bottom panels of Figs. 12b and c superposed to the observed velocity centroids (to which we have subtracted global linear gradients of  $0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  in filament 1 and  $0.1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  in filament 2).

As can be seen, the velocity field of filament 1 agrees reasonably well with the prediction from the shifted sinusoid both in wavelength and phase, suggesting that the observed velocity oscillation is consistent with core-forming motions. The velocity towards core C does indeed coincide with a zero value in the velocity sinusoid, while the behavior of the velocity towards core A2 is not as clear due to the higher scatter and the few velocity points. Such a reasonable fit is encouraging for an interpretation of the velocity field in terms of fragmentation, as this filament is also the best behaved according to both the maps (Fig. 2) and the radial profiles (Fig. 3). It also harbors the chemically youngest cores of the cloud (Fig. 5), suggesting that it is at the earliest phases of fragmentation.

In contrast to filament 1, filament 2 does not fit the shifted sinusoid velocity pattern as well. On the one hand, the velocity field of this filament does not follow a sinusoid pattern very closely, and on the other, a region of high scatter between cores B and A1 leaves the velocity poorly defined, especially in the vicinity of core A1. Still, as the figure shows, the position of core B lies in a region consistent to have zero velocity, which is the expected pattern for core-forming motions.

So far we have concentrated our analysis on the phase of the velocity oscillation, but the amplitude can also be measured and contains information on the speed of the possible core-forming motions. As illustrated by the cartoon in Fig. 12, the observed amplitude represents only the line-of-sight component of the true velocity amplitude, and it therefore needs to be corrected for the angle that the filament makes with the line of sight. Lacking a better estimate, we assume that each filament makes a 45 degree angle with the line of sight, and we use this value to derive representative velocities of the possible core-forming motions. As can be seen from Fig. 12, both filaments have velocity oscillations with an amplitude of approximately  $0.04 \text{ km s}^{-1}$ , which would correspond to a projection-corrected value of approximately  $0.06 \text{ km s}^{-1}$ . Interestingly, such subsonic speeds are similar to those inferred by Lee et al. (1999) for the inward motions towards a large number of low-mass dense cores, which were obtained using a very different technique (analysis of self-absorbed profiles). Also in agreement with previous core lifetime estimates (Lee & Myers 1999), the time scale of collapse inferred from the  $\gamma$  value in Eq. (6) is on the order of 0.5 Myr.

Even if the velocity oscillations in L1517 do not arise from contraction motions, their amplitude constrains core-formation models, as any underlying contraction motion has to be slower than about  $0.05 \text{ km s}^{-1}$  to remain undetected or confused with the observed oscillation. Thus, no matter how we interpret the observed velocity pattern, the conclusion that core formation in the L1517 cloud is strongly subsonic seems inescapable.

## 8. How did the L1517 cores form?

The picture that emerges from our analysis of L1517 is that core formation in this cloud has involved only subsonic motions and that it has started from conditions that were very close to hydrostatic equilibrium in an elongated configuration. These characteristics, together with the close fit of the filament density profiles by the model of an isothermal pressure-supported cylinder,

suggest that some form of cylindrical gravitational fragmentation has played a role in the formation of the L1517 cores.

As discussed in Sect. 7.2, the simplest case of cylindrical fragmentation is that of an isothermal, infinitely-long, pressure-supported cylinder. Perturbation analysis shows that the gravitational fragmentation of such a system has a critical wavelength  $\lambda_f = 3.94H$ , where  $H$  is the filament width given by Eq. (2) (Stodólkiewicz 1963). Core formation via this simplest gravitational fragmentation model therefore requires that the dense cores are physically spaced by a distance greater than  $\lambda_f$ .

To test whether the separation between cores in L1517 is consistent with the simplest gravitational fragmentation scenario, we have estimated the critical wavelength of the filaments using the  $H$  values obtained from modeling their radial profiles (Table 2). These values imply that  $\lambda_f$  is about  $1.2 \times 10^{18} \text{ cm}$ , or  $570''$  for our assumed distance to Taurus (144 pc). As can be seen from Fig. 12, the observed distance between the cores in filaments 1 and 2 is  $\approx 300''$ , which is significantly less than the minimum value expected from the theory.

Assuming that the filaments are inclined with respect to the plane of the sky can change the above estimate, but it does not bring significant improvement. On the one hand, correcting for projection will increase the true distance between the cores, but it will also increase  $\lambda_f$  because the projection correction affects the column density estimate from which  $\lambda_f$  is derived (e.g., Arzoumanian et al. 2011). As a result, the observed separation between cores in the L1517 filaments seems to be about 1.5–2 smaller than predicted by the simplest model of gravitational fragmentation.

A number of factors can potentially explain the smaller-than-predicted separation between cores in L1517. First of all, our  $\lambda_f$  value could have been overestimated. This is possible because  $\lambda_f$  was derived from the density analysis of the filaments, which depends on assuming a standard  $\text{C}^{18}\text{O}$  abundance. If this molecule has suffered from large-scale freeze out in the filaments, the true gas volume density would be higher, and  $\lambda_f$  correspondingly smaller. A second possibility is that edge effects, due to the finite size of the filaments, are important in the outcome of the fragmentation, as suggested by the simulations of Bastien (1983) and Nelson & Papaloizou (1993). Unfortunately, these effects depend very strongly on how sharp the filament edges are (Nelson & Papaloizou 1993), and our data are not detailed enough to constrain this parameter. Finally, magnetic fields are known to affect the fragmentation of a cylinder (Nakamura et al. 1993, 1995; Gehman et al. 1996; Hanawa et al. 1993; Fiege & Pudritz 2000b). Fiege & Pudritz (2000b), in particular, show that both toroidal and poloidal magnetic fields decrease the critical length of fragmentation, and can do so by a significant factor for sufficiently strong fields. (They also decrease the instability growth rate.) Whether this could explain the observations of L1517 is unclear, as little is known about the magnetic field in the cloud. Kirk et al. (2006) find that the field towards core B is too weak to provide support, but these measurements are limited to a small region of the cloud already known to have undergone core formation. A detailed characterization of the large-scale magnetic field in the L1517 cloud is clearly needed.

Even if the L1517 cloud is less symmetric than assumed by our model, and its fragmentation history more complex than predicted by the simple theory, the observations presented here clearly constrain the process of core formation to have involved an elongated geometry and mostly subsonic motions. Core formation in this environment therefore appears to be a two-step process in which the elongated configuration close to

equilibrium is formed first and subsonic fragmentation into cores occurs later. This two-step scenario of core formation has already been proposed by several authors based on different considerations, and it therefore seems to apply to more regions than just the one studied here (Schneider & Elmegreen 1979; Hartmann 2002; Myers 2009). What our L1517 data show now is that the filamentary gas prior to fragmentation has a subsonic level of turbulence and a coherent velocity pattern, two properties that were thought before to only apply to dense cores. For such a quiescent state of the gas to occur, turbulent motions must have dissipated prior to (or rapidly during) filament formation, and therefore must play a limited role in the formation of the individual cores. If such a scenario is representative of core formation in other dark clouds, subsonic, velocity-coherent filaments must be a common feature, and embedded cores must systematically present kinematic patterns continuously connected to those of the large-scale filaments. Detailed study of the connection between dense cores and their surrounding cloud in a larger sample of regions should be able to test these two predictions.

## 9. Summary

We observed the L1517 dark cloud in  $C^{18}O(1-0)$ ,  $N_2H^+(1-0)$ ,  $SO(J_N = 3_2-2_1)$  with the FCRAO telescope, and in the 1.2 mm dust continuum with the IRAM 30 m telescope. From the analysis of these data, we came to the following main conclusions.

1. The gas in the L1517 cloud is structured in four filaments with typical sizes of about 0.5 pc.
2. The radial profile of  $C^{18}O(1-0)$  emission in each filament consists of a central flattened region and a power-law tail. An isothermal cylinder model provides an approximate fit to the emission, although better agreement is obtained with a softened power law profile.
3. Five starless cores are embedded in the filaments. Their chemical composition indicates that they are at different evolutionary stages, although their kinematic properties are very similar.
4. The velocity field of the gas in the L1517 cloud has been characterized by fitting Gaussians to the observed spectra. Most positions require one Gaussian, although a few regions require two, very likely due to the overlap between different components.
5. The filaments are extremely quiescent. Their nonthermal linewidth is subsonic and changes very little over the length of the filaments. The velocity centroids also change subsonically over the filament length. These characteristics indicate that the gas in the filaments is velocity coherent on scales of about 0.5 pc.
6. Although quiescent, the filaments have large-scale patterns of (subsonic) velocity. The gas in the dense cores follows the velocity pattern of the less dense gas closely, indicating that core formation has not decoupled the dense gas kinematically from its surrounding filament material.
7. In two filaments, the large-scale velocity patterns seem to consist of oscillations. A simple kinematic model shows that, at least in one filament, the oscillatory pattern is consistent with core-forming motions along the axis of the filament.
8. Core formation in L1517 seems to have occurred in two steps. First, the subsonic, velocity-coherent filaments have condensed out of the more turbulent ambient cloud. Then, the cores have fragmented quasi-statically and inherited the kinematics of their parental filament. Turbulence dissipation has therefore occurred on scales of 0.5 pc or larger, and

seems to have played little role in the formation of the individual cores.

*Acknowledgements.* We thank Mark Heyer for assistance with the FCRAO observations, Gilles Duvert for providing us with his old CO observations of the L1517 region, and Jouni Kainulainen for communicating his unpublished extinction map of L1517. We also thank an anonymous referee, Malcolm Walmsley, and Jens Kauffmann for a number of comments and suggestions that helped clarify the presentation. This research made use of NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services and the SIMBAD database, operated at the CDS, Strasbourg, France. It also made use of EURO-VO software, tools, and services. The EURO-VO is funded by the European Commission through contracts RI031675 (DCA) and 011892 (VO-TECH) under the 6th Framework Program and contracts 212104 (AIDA) and 261541 (VO-ICE) under the 7th Framework Program. The Digitized Sky Survey was produced at the Space Telescope Science Institute under US Government grant NAG W-2166. The images of these surveys are based on photographic data obtained using the Oschin Schmidt Telescope on Palomar Mountain and the UK Schmidt Telescope. The plates were processed into the present compressed digital form with the permission of these institutions.

## References

- Aikawa, Y., Herbst, E., Roberts, H., & Caselli, P. 2005, *ApJ*, 620, 330
- Alves, J., Lada, C. J., Lada, E. A., Kenyon, S. J., & Phelps, R. 1998, *ApJ*, 506, 292
- Alves, J. F., Lada, C. J., & Lada, E. A. 2001, *Nature*, 409, 159
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L102
- Arzoumanian, D., André, Ph., Didelon, P., et al. 2011, *A&A*, 529, L6
- Ballesteros-Paredes, J., Klessen, R. S., & Vázquez-Semadeni, E. 2003, *ApJ*, 592, 188
- Barranco, J. A., & Goodman, A. A. 1998, *ApJ*, 504, 207
- Bastien, P. 1983, *A&A*, 119, 109
- Bastien, P., Arcoragi, J.-P., Benz, W., Bonnell, I., & Martel, H. 1991, *ApJ*, 378, 255
- Beichman, C. A., Myers, P. C., Emerson, J. P., et al. 1986, *ApJ*, 307, 337
- Benson, P. J., & Myers, P. C. 1989, *ApJS*, 71, 89
- Bergin, E. A., & Langer, W. D. 1997, *ApJ*, 486, 316
- Bergin, E. A., & Tafalla, M. 2007, *ARA&A*, 45, 339
- Bergin, E. A., Alves, J., Huard, T., & Lada, C. J. 2002, *ApJ*, 570, L101
- Bernes, C. 1979, *A&A*, 73, 67
- Binney, J., & Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton University Press)
- Burkert, A., & Hartmann, L. 2004, *ApJ*, 616, 288
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Tafalla, M., Dore, L., & Myers, P. C. 1999, *ApJ*, 523, L165
- Caselli, P., Benson, P. J., Myers, P. C., & Tafalla, M. 2002, *ApJ*, 572, 238
- Cazzoli, G., Dore, L., Puzzarini, C., & Beninati, S. 2002, *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 4, 3575
- Cazzoli, G., Puzzarini, C., & Lapinov, A. V. 2003, *ApJ*, 592, L95
- Chandrasekhar, S. 1951, *Roy. Soc. London Proc. Ser. A*, 210, 26
- Crapsi, A., Caselli, P., Walmsley, C. M., et al. 2005, *ApJ*, 619, 379
- Crutcher, R. M., Wandelt, B., Heiles, C., Falgarone, E., & Troland, T. H. 2010, *ApJ*, 725, 466
- di Francesco, J., Evans, N. J., II, Caselli, P., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson: Uni. Arizona Press), 17
- Duvert, G., Cernicharo, J., & Baudry, A. 1986, *A&A*, 164, 349
- Enoch, M. L., Young, K. E., Glenn, J., et al. 2006, *ApJ*, 638, 293
- Fiege, J. D., & Pudritz, R. E. 2000a, *MNRAS*, 311, 85
- Fiege, J. D., & Pudritz, R. E. 2000b, *MNRAS*, 311, 105
- Frerking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, *ApJ*, 262, 590
- Gehman, C. S., Adams, F. C., & Watkins, R. 1996, *ApJ*, 472, 673
- Goodman, A. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1993, *ApJ*, 406, 528
- Goodman, A. A., Barranco, J. A., Wilner, D. J., & Heyer, M. H. 1998, *ApJ*, 504, 223
- Hanawa, T., Nakamura, F., Matsumoto, T., et al. 1993, *ApJ*, 404, L83
- Hartmann, L. 2002, *ApJ*, 578, 914
- Heyer, M. H., Vrba, F. J., Snell, R. L., et al. 1987, *ApJ*, 321, 855
- Hirota, T., Ohishi, M., & Yamamoto, S. 2009, *ApJ*, 699, 585
- Inutsuka, S.-I., & Miyama, S. M. 1992, *ApJ*, 388, 392
- Inutsuka, S.-I., & Miyama, S. M. 1997, *ApJ*, 480, 681
- Johnstone, D., Fiege, J. D., Redman, R. O., Feldman, P. A., & Carey, S. J. 2003, *ApJ*, 588, L37
- Kenyon, S. J., Gómez, M., & Whitney, B. A. 2008, *Handbook of Star Forming Regions*, Vol. I, ed. B. Reipurth, 405
- Kirk, J. M., Ward-Thompson, D., & André, P. 2005, *MNRAS*, 360, 1506

- Kirk, J. M., Ward-Thompson, D., & Crutcher, R. M. 2006, *MNRAS*, 369, 1445
- Kirk, H., Johnstone, D., & Tafalla, M. 2007a, *ApJ*, 668, 1042
- Kirk, J. M., Ward-Thompson, D., & André, P. 2007b, *MNRAS*, 375, 843
- Klessen, R. S., Ballesteros-Paredes, J., Vázquez-Semadeni, E., & Durán-Rojas, C. 2005, *ApJ*, 620, 786
- Kuiper, T. B. H., Langer, W. D., & Velusamy, T. 1996, *ApJ*, 468, 761
- Ladd, E. F., & Myers, P. C. 1991, *Atoms, Ions and Molecules: New Results in Spectral Line Astrophysics* (San Francisco: ASP), 16, 241
- Larson, R. B. 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Larson, R. B. 1985, *MNRAS*, 214, 379
- Lemme, C., Wilson, T. L., Tieftrunk, A. R., & Henkel, C. 1996, *A&A*, 312, 585
- Lee, C. W., & Myers, P. C. 1999, *ApJS*, 123, 233
- Lee, C. W., Myers, P. C., & Tafalla, M. 1999, *ApJ*, 526, 788
- Luhman, K. L., Mamajek, E. E., Allen, P. R., & Cruz, K. L. 2009, *ApJ*, 703, 399
- Lynds, B. T. 1962, *ApJS*, 7, 1
- Mouschovias, T. C., & Ciolek, G. E. 1999, in *The Origin of Stars and Planetary Systems*, ed. C. J. Lada, & N. D. Kylafis (Kluwer), 305
- Myers, P. C. 1983, *ApJ*, 270, 105
- Myers, P. C. 2009, *ApJ*, 700, 1609
- Myers, P. C., & Benson, P. J. 1983, *ApJ*, 266, 309
- Myers, P. C., Fuller, G. A., Goodman, A. A., & Benson, P. J. 1991, *ApJ*, 376, 561
- Nachman, P. 1979, *ApJS*, 39, 103
- Nagasawa, M. 1987, *Progress of Theoretical Physics*, 77, 635
- Nakamura, F., Hanawa, T., & Nakano, T. 1993, *PASJ*, 45, 551
- Nakamura, F., Hanawa, T., & Nakano, T. 1995, *ApJ*, 444, 770
- Nelson, R. P., & Papaloizou, J. C. B. 1993, *MNRAS*, 265, 905
- Ostriker, J. 1964, *ApJ*, 140, 1056
- Padoan, P., Juvela, M., Goodman, A. A., & Nordlund, Å. 2001, *ApJ*, 553, 227
- Pagani, L., Daniel, F., & Dubernet, M.-L. 2009, *A&A*, 494, 719
- Pineda, J. E., Goodman, A. A., Arce, H. G., et al. 2010, *ApJ*, 712, L116
- Schneider, S., & Elmegreen, B. G. 1979, *ApJS*, 41, 87
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 2003, *A&A*, 398, 551
- Stodólkiewicz, J. S. 1963, *Acta Astron.*, 13, 30
- Strom, K. M., Strom, S. E., & Vrba, F. J. 1976, *AJ*, 81, 320
- Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., Walmsley, C. M., & Comito, C. 2002, *ApJ*, 569, 815
- Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., & Walmsley, C. M. 2004, *A&A*, 416, 191
- Tafalla, M., Santiago-García, J., Myers, P. C., et al. 2006, *A&A*, 455, 577
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
- Vázquez-Semadeni, E., Kim, J., Shadmehri, M., & Ballesteros-Paredes, J. 2005, *ApJ*, 618, 344
- Walsh, A. J., Myers, P. C., & Burton, M. G. 2004, *ApJ*, 614, 194
- Ward-Thompson, D., André, P., Crutcher, R., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson: Uni. Arizona Press), 33
- Zhou, S., Wu, Y., Evans, N. J., II, Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1989, *ApJ*, 346, 168



## **4 Núcleos, filamentos y haces: Formación jerárquica de núcleos densos en la región de B213 en Tauro**

Los resultados de nuestro estudio en L1517 (Capítulo 3) sugieren que la formación de núcleos densos está regida por un proceso cuasi-estático de fragmentación gravitacional de filamentos coherentes en velocidad. No obstante, el gas de L1517 presenta una dinámica extraordinariamente quiescente incluso para una nube como Tauro (Ladd & Myers 1991). Cabe por tanto preguntarse si este mecanismo local de formación de núcleos en una pequeña región como L1517 es representativo del proceso general de formación de núcleos densos en las nubes moleculares.

Para tratar de expandir nuestro conocimiento sobre la formación de núcleos densos, y como segundo trabajo desarrollado en esta tesis, hemos investigado la región de formación estelar de Barnard 213. Originalmente identificado desde los primeros estudios en Tauro (Barnard 1907), Barnard 213 es uno de los filamentos más prominentes observados en las nubes moleculares cercanas. Con más de 10 pc de longitud, Barnard 213 presenta una morfología alargada que domina la estructura central del complejo molecular de Tauro y engloba 6 subregiones conocidas como L1495, B211, B213, B216, B217 y B218 (e.g. Schmalzl et al. 2010). El filamento de Barnard 213, con un contenido de gas molecular de  $\sim 1000 M_{\odot}$  (Mizuno et al. 1995; Goldsmith et al. 2008), es una de las regiones de formación estelar más representativas y activas dentro de Tauro. En ella se identifican una veintena de núcleos densos (Onishi et al. 2002) y varias decenas de YSOs ya formados (Rebull et al. 2010), asociados en su mayoría a la estructura principal de este filamento (Hartmann 2002). Con el estudio de Barnard 213, nuestro objetivo en este caso es el de identificar los procesos que dan origen a los núcleos en regiones de complejidad creciente, más activas y masivas que L1517. Así mismo, y dada la naturaleza de este objeto, esperamos poder caracterizar en detalle la organización previa del gas en

la nube y los mecanismos de fragmentación de filamentos, con especial interés del papel que desempeñan los filamentos coherentes en velocidad en el proceso de formación de núcleos densos.

De manera similar a nuestro estudio en L1517, la investigación desarrollada en Barnard 213 se fundamentan en la observación sistemática de múltiples trazadores moleculares a gran escala. En este caso, nuestras observaciones están formadas por diferentes mosaicos de mapas, con cobertura Nyquist con una resolución de 60 arcsec, compuestos por más de 100 000 espectros de las transiciones de  $C^{18}O$  (1-0),  $C^{17}O$  (1-0),  $N_2H^+$  (1-0) y  $SO$  ( $3_2-2_1$ ) obtenidos en el radiotelescopio del FCRAO. Dichas observaciones cubren un área total de  $\sim 1.6 \text{ deg}^2$  a lo largo de toda la región de Barnard 213, desde la parte más oriental de la nube en B218 hasta la zona más occidental y compacta de L1495. Estos mapas están complementados por observaciones puntuales de alta sensibilidad obtenidas con el radiotelescopio de IRAM 30m de las líneas de  $N_2H^+$  (1-0) y  $C^{18}O$  (2-1). Además, la parte central del filamento de Barnard 213, esto es la región de B213-211, ha sido observada en el continuo mediante diferentes mosaicos a gran escala a las frecuencias de 870 y 1200  $\mu\text{m}$  con los radiotelescopios de APEX e IRAM 30m respectivamente<sup>1</sup>.

El artículo con los resultados del análisis de las observaciones en la región de Barnard 213 ha sido enviado a la revista A&A para su publicación y está a la espera de ser revisada por el referee (Hacar et al. 2012). Una copia de la última versión de este artículo puede encontrarse al final de este capítulo. A continuación, resumiremos brevemente los principales resultados de este estudio:

- Aunque aparentemente simple y único en las imágenes ópticas y mapas integrados a gran escala, el filamento de Barnard 213 presenta una estructura cinemática extraordinariamente compleja. El análisis de nuestras observaciones de  $C^{18}O$  (1-0) en esta región muestra la amplia presencia de espectros múltiples con varias componentes en velocidad superpuestas a lo largo de la dirección de observación. Hemos extraído y parametrizado toda la información cinemática de los espectros a partir del ajuste de gaussianas. Al examinar la distribución de los centroides de línea en el espacio posición-posición-velocidad (PPV), puede verse como estas

---

<sup>1</sup>Los mapas del continuo obtenidos con APEX-LABOCA han sido publicados como imagen científica destacada (*photo release*) en la web oficial de la ESO (Hacar, Tafalla & Price 2012; Ver Fig. 4.1). Así mismo, previamente los mapas del continuo a 1200  $\mu\text{m}$  obtenidos con MAMBO-2 en IRAM 30m fueron seleccionados como imagen científica del semestre (*Science Highlight*) para el *IRAM Newsletter* (Hacar et al. 2009).

componentes se concentran en pequeños grupos en velocidad formando conjuntos coherentes de puntos. Motivado por estos resultados, hemos desarrollado un nuevo algoritmo para el estudio y la caracterización de espectros y componentes a partir de observaciones en líneas moleculares a gran escala al que hemos denominado Friends-In-Velocity (FIVE; ver también Capítulo 5). A partir de una aproximación similar al algoritmo de Friends-of-Friends (Huchra & Geller 1982), FIVE está específicamente diseñado para identificar y extraer las componentes coherentes y continuas en velocidad mediante la exploración de la distribución de los centroides en el espacio PPV.

- La aplicación de FIVE en nuestros datos del FCRAO nos ha permitido identificar 35 componentes en velocidad en Barnard 213. Estas componentes, típicamente alargadas y filamentosas con tamaños de  $\sim 0.5$  pc, presentan dispersiones de velocidad del orden de la velocidad del sonido y masas lineales cercanas a la masa crítica esperada para un filamento isoterma en equilibrio hidrostático (ver Sección 1.3). Internamente, estas estructuras están caracterizadas por presentar campos de velocidad dominados por suaves oscilaciones a gran escala. Dada su morfología y cinemática interna, y a pesar de su mayor dispersión interna, estas estructuras pueden identificarse como filamentos coherentes en velocidad similares a los encontrados en nuestro anterior trabajo de L1517 (Hacar & Tafalla 2011).
- En Barnard 213 hemos identificado una población de 19 núcleos densos con y sin estrella, detectados a partir de su emisión en  $\text{N}_2\text{H}^+$ . Estos núcleos no siguen una distribución homogénea a lo largo de la nube, como se esperaría de un proceso aleatorio de formación. Por contra, las condensaciones tienden a formarse en pequeños grupos (*clustering*) donde se favorece una separación típica entre núcleos de  $\sim 0.25$  pc. El estudio simultáneo de nuestras observaciones de  $\text{C}^{18}\text{O}$  y  $\text{N}_2\text{H}^+$  muestra que todos los núcleos de Barnard 213 se distribuyen además a lo largo de diferentes filamentos coherentes. En este caso existen dos posibilidades, o bien los filamentos son *estériles* y no forman núcleos densos, o bien los filamentos son *fértiles* y forman típicamente 2 o más de estos objetos. La formación de núcleos está por tanto determinada por las propiedades globales de los filamentos coherentes, donde la posibilidad de que uno de estos filamentos sea fértil o estéril parece depender de su masa lineal.
- Nuestros resultados sugieren que la formación de núcleos densos en Barnard 213 está regida por un proceso de fragmentación jerárquica a diferentes escalas. Prime-

ro, diferentes partes de la nube se fragmentan en múltiples filamentos coherentes en velocidad con tamaños típicos de  $\sim 0.5$  pc. Tras ello, y en un paso posterior, aquellos filamentos coherentes que han acumulado suficiente masa se fragmentan gravitacionalmente y de manera cuasi-estática para dar lugar a los núcleos densos. La formación de núcleos en las nubes moleculares está por tanto íntimamente ligada a la formación de filamentos coherentes en velocidad, donde estos objetos son las primeras estructuras desacopladas del régimen supersónico y turbulento que domina la dinámica del gas a gran escala.



Figura 4.1: *APEX* vuelve su mirada hacia las nubes oscuras de Tauro. ESO photo release. (Hacar, Tafalla & Price 2012). Composición de la imagen óptica (DSS-2; fondo en color; D. De Martin) con la emisión del continuo obtenida con APEX-LABOCA (en color naranja; Hacar et al. 2012) en la región de B211-213.

# Cores, filaments, and bundles: hierarchical core formation in the B213 Taurus region. ★

A. Hacar<sup>1</sup> \*\*, M. Tafalla<sup>1</sup>, J. Kauffmann<sup>2</sup>, and A. Kovács<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico Nacional (IGN), Alfonso XII 3, E-28014 Madrid, Spain

<sup>2</sup> Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, CA 91109, USA

<sup>3</sup> University of Minnesota, 116 Church St SE, Minneapolis, MN 55414, USA

Received – / Accepted –

## ABSTRACT

**Context.** Core condensation is a critical step in the star-formation process, but is still poorly characterized observationally.

**Aims.** We have studied the 10 pc-long B213 region of Taurus to investigate how dense cores have condensed out of the lower-density cloud material.

**Methods.** We have observed B213 in C<sup>18</sup>O(1–0), N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0), and SO(J<sub>N</sub>=3<sub>2</sub>–2<sub>1</sub>) with the 14-m FCRAO telescope, and complemented the data with dust continuum observations using APEX (870 μm) and IRAM 30m (1200 μm).

**Results.** From the N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> emission, we identify 19 dense cores, some starless and some protostellar. They are not distributed uniformly, but tend to cluster with relative separations on the order of 0.25 pc. From the C<sup>18</sup>O emission, we identify multiple velocity components in the gas. We have characterized them by fitting gaussians to the spectra, and by studying the distribution of the fits in position-position-velocity (PPV) space. In this space, the C<sup>18</sup>O components appear as velocity-coherent structures, and to identify them automatically, we have developed a dedicated algorithm (FIVE: Friends In Velocity). Using this algorithm, we have identified 35 filamentary components with typical lengths of 0.5 pc, sonic internal velocity dispersions, and mass-per-unit-length close to the fragmentation threshold of isothermal cylinders at 10 K. Core formation has occurred inside the filamentary components via fragmentation, with a small number of fertile components being responsible for most cores in the cloud. At large scales, the filamentary components appear grouped into families, which we refer to as bundles.

**Conclusions.** Core formation in B213 has proceeded by hierarchical fragmentation. The cloud fragmented first into several pc-scale regions that correspond to the clouds originally identified by Barnard. Each of these regions later fragmented into velocity-coherent filaments of about 0.5 pc in length. Finally, a small group of filaments fragmented quasi-statically and produced the individual dense cores we see today.

**Key words.** Stars: formation - ISM: clouds - molecules - kinematics and dynamics - structure - Radio lines: ISM

## 1. Introduction

Dense cores are the sites of individual (or binary) stellar birth (Benson & Myers 1989; di Francesco et al. 2007), and their condensation from the ambient cloud represents a critical step in the process of star formation. At any given time, only a small fraction of the material in a cloud is in the form of dense cores (< 10 %, i.e., Enoch et al. 2007), and this apparent difficulty of clouds to make dense cores is likely connected to the low efficiency of the star-formation process (Evans 2008). Core formation, in addition, seems to play a key role in determining the mass of the final star, since the distribution of masses among starless cores in a cloud mimics the initial distribution of stellar masses (Motte et al. 1998; Alves et al. 2007). Core forma-

tion, therefore, seems to represent a crucial transition by which a cloud selects a small fraction of its gas to form the next generation of stars and leaves the rest of the material as a sterile remnant to be dispersed into the more diffuse interstellar medium.

Despite its critical role in star-formation, the process of core formation is still poorly understood. A number of condensation mechanisms have been proposed over the years, ranging from quasi-static contraction mediated by ambipolar-diffusion (Shu et al. 1987; Mouschovias & Ciolek 1999) to gravo-turbulent fragmentation driven by supersonic motions (Padoan et al. 2001; Klessen et al. 2005; Vázquez-Semadeni et al. 2005). Observations, however, do not favor clearly any single model, partly due to the intrinsic difficulty in measuring time scales of core evolution and magnetic field intensities, which are the main parameters that distinguish the different models (Ward-Thompson et al. 2007 for a review).

New approaches to study core formation are needed, and a promising strategy is to analyze in detail the velocity field of the gas, comparing the internal motions of the dense cores with those of the surrounding low-density gas from which they have condensed. Following this approach, Hacar & Tafalla (2011) found that the gas surrounding the cores of the L1517 cloud is subsonic and quiescent, like the gas inside the dense cores, in contradiction with the predictions from models of gravo-turbulent fragmentation. More interestingly, the lower-density

Send offprint requests to: A. Hacar

\* Based on observations carried out with the FCRAO 14m and IRAM 30m telescopes. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain). Also based on data acquired with the Atacama Pathfinder Experiment (APEX). APEX is a collaboration between the Max-Planck-Institut für Radioastronomie, the European Southern Observatory, and the Onsala Space Observatory (ESO projects 080.C-3054 and 083.C-0453).

\*\* Present address: Institute of Astronomy, University of Vienna, Türkenschanzstrasse 17, 1180 Vienna, Austria. e-mail: alvaro.hacar@univie.ac.at

gas in L1517 forms a network of filaments whose velocity field is continuous and subsonic over scales of about 0.5 pc, which is significantly larger than the typical core size ( $\approx 0.1$  pc). These so-called velocity-coherent filaments seem therefore to constitute the parent structures from which the cores form. The observed continuity between the large-scale velocity field of the filaments and the internal velocity gradients of the cores indicates that the transition between the two regimes involves little kinematical changes, and in particular, an absence of shock compression.

The analysis of L1517 suggests that core formation in this Taurus cloud has occurred two steps, with the velocity-coherent filaments forming first and the cores fragmenting later from the already-quiescent filament gas. In this scenario, turbulent dissipation precedes core formation, and gravitational fragmentation of the filaments is the final step in the core-formation sequence.

Independent work using dust continuum data from the Herschel Space Observatory has revealed that filamentary structures in clouds are ubiquitous, and that filament-based core formation is likely to be a widespread process in both low and high mass star-forming regions (André et al. 2010; Molinari et al. 2010; Arzoumanian et al. 2011). (See also Schneider & Elmegreen 1979; Hartmann 2002; Myers 2009 for previous work emphasizing the importance of filaments in core formation.) Understanding core formation inside filaments has therefore become an urgent task, and kinematic information appears as a critical element to achieve a self-consistent picture. For this reason, we have selected the most prominent filamentary region of the Taurus cloud, which consists of the B211, B213, B216, and B217 dark patches (Barnard 1927) and ends in the L1495 cloud (Lynds 1962), and we have subjected it to observations similar to those used to study L1517.

Our region of study, which we will refer to as B213 for brevity (following the convention used by Goldsmith et al. 2008) appears in optical images as a several-degree-long filament first noticed by Barnard (1907), who incidentally used this and other Taurus filaments to argue that at least some dark objects result from the obscuration by a physical *substratum*, and not from the mere absence of background stars as previously thought. Due to its striking appearance, the B213 region has been investigated and characterized by a number of authors over the years. Initial extinction maps were presented by Gaida et al. (1984) and Cernicharo et al. (1985) using optical data, and more recently by Schmalzl et al. (2010) using deep NIR observations. The gas component of the cloud has been studied systematically in  $^{13}\text{CO}$  and  $\text{C}^{18}\text{O}$  by Duvert et al. (1986), who noticed a complex velocity structure that was interpreted as resulting from colliding filaments. Additional large-scale maps of the region in CO isotopologues have been presented by Heyer et al. (1987), Mizuno et al. (1995), Onishi et al. (1996), and Goldsmith et al. (2008), who mapped B213 as part of their global surveys of the Taurus molecular cloud.

Embedded in the relatively low-density CO-emitting gas of B213, lies a population of dense cores, which has been explored by Benson & Myers (1989) and Onishi et al. (2002) using  $\text{NH}_3$  and  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  observations, respectively, with additional and more limited  $\text{N}_2\text{H}^+$  observations presented by Tatematsu et al. (2004). Some of these dense cores are starless, while other are associated with young stellar objects (YSOs) of different ages. This population of YSOs has been the subject of a number of dedicated studies, most recently by Luhman et al. (2009) and Rebull et al. (2010), and by the dedicated outflow search from Davis et al. (2010).

The above observations, and additional work reviewed by Kenyon et al. (2008), show that the B213 region has been and still is an active site of star formation in Taurus. In fact, all stages of the star-formation sequence can be found in the cloud, from starless cores that may have recently condensed, to Class 0 and Class I protostars with active outflows and signs of accretion, to classical and weak T Tauri stars in their path to the main sequence. This rich population of objects makes B213 an ideal laboratory to study core and star-formation, with the additional advantage that the region has a well-defined filamentary geometry that simplifies its mapping.

## 2. Observations

The main dataset used in this paper consists of observations carried out with the FCRAO 14m radio telescope during several sessions between March 2002 and November 2005. In each session, the telescope was equipped with the 32-pixel SEQUOIA focal-plane array receiver and the DCC autocorrelator, which allowed to observe two different spectral lines simultaneously, either in the 85-100 GHz or the 100-115 GHz bands. As the two main lines of the project,  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  and  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ , could not be observed simultaneously, the B213 region was mapped twice. In one pass,  $\text{N}_2\text{H}^+(J=1-0)$  and  $\text{SO}(J_N=3_2-2_1)$  were observed simultaneously, and in the other pass,  $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$  and  $\text{C}^{17}\text{O}(J=1-0)$  were observed. To achieve high velocity resolution, the DCC autocorrelator was configured to provide 1024 spectral channels of 25 kHz spacing each, or approximately  $0.07 \text{ km s}^{-1}$  at the observing frequencies. Rest frequencies are assumed to have the same values as in Hacar & Tafalla (2011).

All observations were done in on-the-fly mode, covering the cloud with a mosaic of  $10' \times 10'$  maps referred to a common center at  $\alpha(J2000) = 4^h 17^m 47.1$ ,  $\delta(J2000) = +27^\circ 37' 18''$ . Position switching was used to subtract the sky and receiver contributions, and the reference position was located ( $+2300''$ ,  $-4500''$ ) with respect to the map center. This position has a  $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$  peak intensity  $T_{mb} < 0.03 \text{ K}$  averaged over the SEQUOIA footprint, as estimated from frequency switched observations. This intensity is negligible compared to the typical on-source values, which are larger than 1 K.

During the observations, calibration was done every 10 minutes, and pointing corrections were determined every 3 hours from SiO maser observations, finding typical errors within  $5''$  rms. According to FCRAO-provided information (<http://www-astro.phast.umass.edu/~fcrao/observer/status14m.html>), the beam efficiency of the telescope is approximately 0.5, and the FWHM beam size depends linearly on frequency, having a value of  $56''$  at the lowest ( $\text{N}_2\text{H}^+$ ) frequency and of  $47''$  at the highest ( $\text{C}^{17}\text{O}$ ) frequency.

Data reduction consisted in the creation of Nyquist-sampled maps with the `otftool` program, and resulted in data sets of more than 35,000 spectra for each of our four program lines. These spectra were later converted into the GILDAS/CLASS format (<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>) for second-degree baseline subtraction and a spatial convolution with a gaussian to eliminate residual noise. The final resolution of all the FCRAO data, taking into account the off-line convolution, is  $60''$ , and the grid spacing is  $30''$ . With this sampling, the size of each molecular dataset is approximately 23,000 spectra.

Additional line observations of the B213 region were made using the IRAM 30m telescope. These complementary data consisted of simultaneous  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  and  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  spectra observed toward a selected group of positions to clarify the velocity structure of the gas. The observations were done in 2010

April and 2011 December using the EMIR heterodyne receiver in frequency switching mode. The backend was the VESPA autocorrelator configured to provide a velocity resolution of  $0.06 \text{ km s}^{-1}$ . Sky calibration was carried out every 15 minutes, and pointing corrections every 2 hours. Conversion to the mean brightness temperature scale was done using the facility-provided telescope efficiencies. The angular resolution of the observations was approximately  $25''$  for  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  and  $12''$  for  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ .

Dust continuum observations of selected parts of the B213 cloud were carried out at  $1200 \mu\text{m}$  with the MAMBO-2 array on the IRAM 30m telescope during several runs between 2003 December and 2009 November. The observations were done in on-the-fly mode with a scanning speed of  $8'' \text{ s}^{-1}$ , a wobbler period of 0.5 s, and wobbler throws between 50 and  $70''$ . Atmospheric calibration was carried out using data from sky dips every 1.5 hours, and the absolute calibration was achieved using observations of CRL618. The data were reduced with the MOPSIC software using a method to recover extended emission consisting of 10 iterations with a model source and subtraction of correlated noise.

Additional dust continuum observations of B213 were carried out at  $870 \mu\text{m}$  with the LABOCA array on the APEX telescope in 2007 November and 2009 July. The observation consisted of two on-the-fly maps (2007 observations) and a mosaic of seven raster-spiral (quarter) maps (Siringo et al. 2009) (2009 observations). Calibration was carried out using sky dips and observations of Mars and CRL618 about every 2 hours, and the reduction used the BOA software together with the method to recover extended emission presented by Belloche et al. (2011).

### 3. Large-scale cloud properties from the integrated maps: evidence for sequential fragmentation

Figure 1 presents integrated-intensity maps of the B213 cloud in  $\text{C}^{18}\text{O}$ , SO, and  $\text{N}_2\text{H}^+$ , all rotated by about  $45^\circ$  to better match the page format. The different species provide complementary information on the gas due to a combination of excitation and abundance effects.  $\text{C}^{18}\text{O}$  is the most sensitive tracer of the low-density material in the cloud thanks to its lower critical density and relatively large abundance, although it disappears from the gas phase in dense, chemically evolved regions due to freeze out onto dust grains (Caselli et al. 1999; Bergin et al. 2002; Tafalla et al. 2002). SO, on the other hand, presents a higher critical density that makes it more selective of dense gas. Its abundance, however, is especially sensitive to the evolutionary state of the material, and is higher during the earliest phases of gas contraction (Tafalla et al. 2006; Hacar & Tafalla 2011). Finally,  $\text{N}_2\text{H}^+$  is a tracer of dense, chemically evolved gas due to its abundance enhancement when CO freezes out, and thus highlights the population of dense cores in the cloud (see Bergin & Tafalla 2007 for a review on core chemistry).

As can be seen in Fig. 1, the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission (top panel) traces a curved filamentary cloud over approximately  $4^\circ$ , or about 10 pc for our assumed distance of 140 pc (Elias 1978). This emission has a bright condensation towards the northern end that coincides with the location of the L1495 dark cloud and with one of the main groups of pre-main sequence stars in Taurus (Kenyon et al. 2008). From L1495, the emission extends first south and then south east, and contains several elongated regions of enhanced intensity. Finally, it forks into two branches of relatively diffuse emission towards the east and the south-east.

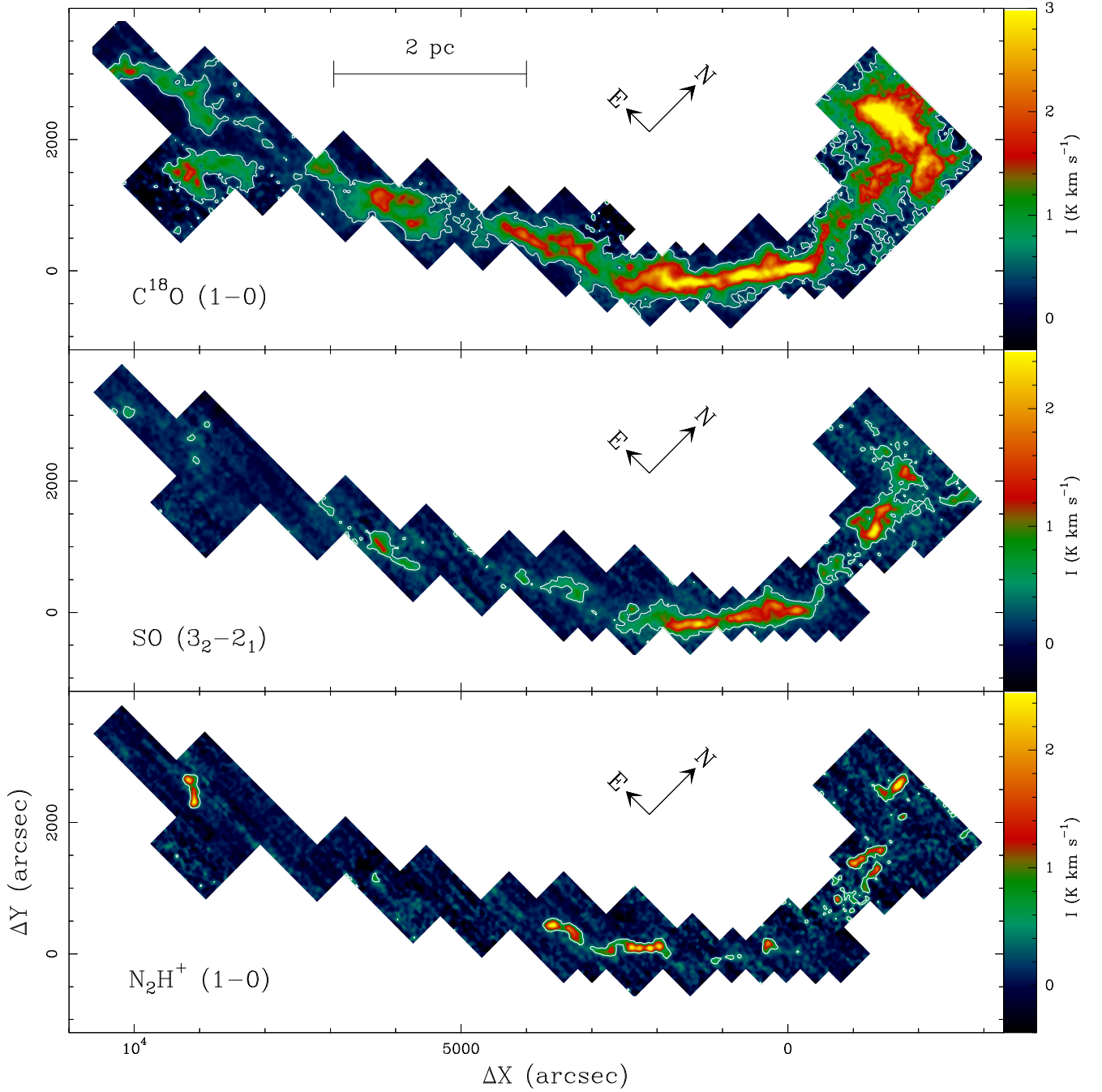
Overall, the distribution of  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission matches the distribution of extinction derived by Schmalzl et al. (2010) from NIR

data with an angular resolution similar to that of our FCRAO observations. It also matches approximately the LABOCA and MAMBO dust continuum maps presented in the following section. There are however significant departures between the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission and both the dust extinction and emission maps. These departures coincide with the location of the dense cores that dominate the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission, and they can be seen by comparing the maps of  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$ . Between  $\Delta X = 2000''$  and  $4000''$ , for example, there is a chain of several cores that is bright both in  $\text{N}_2\text{H}^+$  and the dust continuum maps of the next section, but that presents only weak and diffuse  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission in the map of Fig. 1. This anticorrelation between the  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  emissions is typical of regions of core formation, and indicates that CO has depleted from the dense gas due to its freeze out onto cold dust grains (Caselli et al. 1999; Bergin et al. 2002; Tafalla et al. 2002). While CO depletion is a common find in the inner part of dense cores, the region with the core chain in B213 is unusual in presenting depressed CO emission over a scale more than 0.5 pc in length.

While the large-scale geometry of B213 suggests that the cloud is a single entity with a common physical origin, the internal structure of the gas presents strong evidence for fragmentation. This can be seen in the maps of Fig. 1, and it was already noticed by Barnard from the study of the optical images, which lead to his sub-division of the cloud into distinct condensations (Barnard 1927). To better refer to the different parts of the cloud in our study, we have divided the mapped area into regions, and we have labeled these regions following the original notation by Barnard as close as possible. Barnard's description, however, is only qualitative, and some parts of the cloud are not assigned to any of his condensations, so the correspondence between our regions and Barnard's regions should be considered only approximate (see also Schmalzl et al. 2010 for a similar attempt to subdivide B213). The resulting cloud division is shown in Fig. 2 using color-coded boxes superposed to the lowest  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  contour from in Fig. 1. (Note that in contrast with Fig. 1, the image is shown in equatorial coordinates.)

Barnard's division of the cloud was purely based on the appearance of the optical image, but is correlated with a number of independent cloud properties. One of these properties is the stellar population. In Fig. 2, we use star symbols to represent the stellar objects classified as "previously identified" or "most likely" (A+ rank) Taurus members by the Spitzer telescope survey of Rebull et al. (2010). Identifying the full stellar population of this Taurus region is still subject to debate, especially in the low luminosity end of the distribution (e.g., Palau et al. 2012), and for this reason we have required conservatively that our candidates have an A+ rank in the notation of Rebull et al. (2010). To distinguish between the different stellar classes, we have used in Fig. 2 solid star symbols for the youngest objects (Class I and Flat, see Rebull et al. 2010), and open star symbols for the more evolved objects (Class II and III).

As it can be seen, the stellar population of the cloud is not distributed uniformly over the different Barnard regions. Most YSOs are located in regions B7, B213, and B217, which together contain 51% of the cloud mass but have 88% of the stars (i.e., the other 49% of mass only contains 12% of the stars, see the Table 1). Even among these three regions, there are significant differences in the type of associated stellar objects. B7 and B217 contain twice as many evolved objects as young ones, while the B213 region contains the same amount of young and evolved

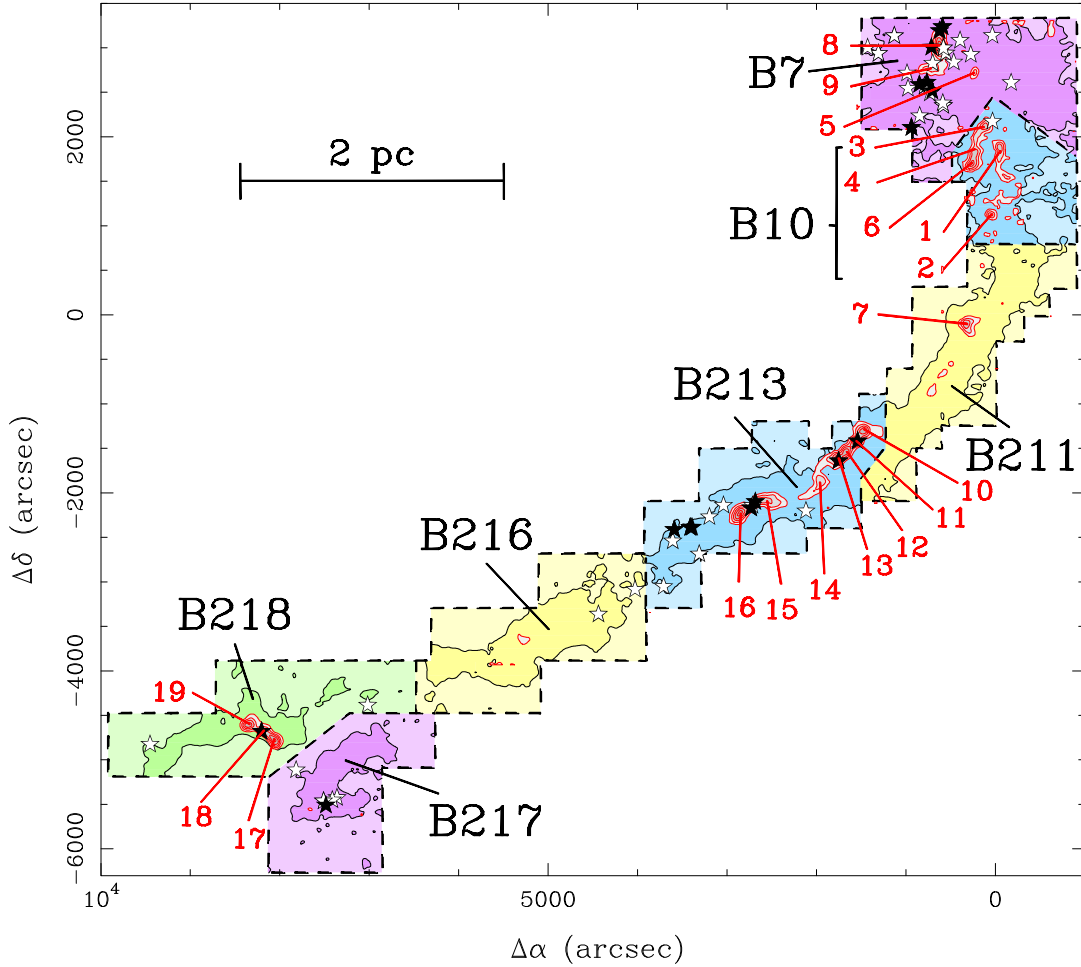


**Fig. 1.** Integrated intensity maps of  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  (top),  $\text{SO}(J_N=3_2-2_1)$  (middle) and  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  (bottom) rotated  $45^\circ$  to better match the page format. The offsets are referred to the FCRAO map center at  $\alpha(J2000) = 4^{\text{h}}17^{\text{m}}47^{\text{s}}.1$ ,  $\delta(J2000) = +27^\circ37'18''$ , and the maps have been convolved to a resolution of  $75''$  to enhance sensitivity. The white contour in each map delineates the extent of the detected emission, and corresponds to  $0.5 \text{ K km s}^{-1}$  for  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  and  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ , and  $0.4 \text{ K km s}^{-1}$  for  $\text{SO}(3_2-2_1)$ .

objects<sup>1</sup>. These differences suggest that star formation in the regions has not occurred simultaneously, and that different parts of the cloud have been forming stars at different rates.

<sup>1</sup> As mentioned in the Introduction, we refer to the large-scale (10 pc) cloud as B213 following previous work and for lack of a better term. To avoid confusion in ambiguous cases, we will supplement the B213 name with “cloud” or “region” to refer respectively to the whole cloud or to the individual Barnard region.

Another cloud property that correlates with the sub-division in regions is the chemical composition of the gas. Comparing the intensities of  $\text{C}^{18}\text{O}$ ,  $\text{SO}$ , and  $\text{N}_2\text{H}^+$  in Fig. 1 it is clear that the emission ratio for the different species changes between regions, even when taking into account the different excitation requirements of the tracers. The most striking contrast between regions occurs in the contiguous B211 and B213 regions. As mentioned before, the B213 region presents relatively weak  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{SO}$  emission while is associated with bright  $\text{N}_2\text{H}^+$ . This is indica-



**Fig. 2.** Schematic view of the B213 cloud indicating the boundaries of the regions used in this paper and that approximately match those defined by Barnard (1927). The black solid line represents the lowest  $C^{18}O(1-0)$  contour in Fig. 1 and delineates the boundary of the cloud. The red lines represent the  $N_2H^+(1-0)$  emission, which traces the dense cores, and the red labels identify the cores described in Sect. 4 and summarized in Table 2. The star symbols correspond to stellar objects from the survey of Rebull et al. (2010). Solid symbols represent the youngest objects (Class I and Flat) and open symbols represent evolved objects (Class II and Class III).

tive of strong CO and SO depletion, and suggests that the gas in B213 is chemically evolved and has condensed into a number of dense cores. These two properties are in good agreement with the finding that B213 has the highest fraction of young protostars.

In contrast with B213, the nearby B211 region presents very bright emission in both  $C^{18}O$  and SO, together with intense dust millimeter continuum (see next section). Its  $N_2H^+$  emission, however, is almost undetected by our observations, except for a single core (number 7 in the figure) that is not associated with the main part of the filament (see Fig. 4 below). This combination of bright  $C^{18}O$  and SO together with weak  $N_2H^+$  indicates that the gas in B211 has an unusually young chemical composition. Such chemical youth is again in good agreement with the lack of stellar population, which has already been used to argue that the B211 region is at a very early state of evolution (Goldsmith et al. 2008; Schmalzl et al. 2010).

While B211 presents the strongest evidence for chemical youth, B10 also seems to be relatively un-evolved. This can be seen in Fig. 1, where B10 presents relatively bright SO emission, especially when compared to the  $C^{18}O$ -brighter B7 region to its

north. In contrast with B211, however, B10 is relatively weak in  $C^{18}O$  and has a number of  $N_2H^+$ -bright dense cores, which suggests that some CO depletion has already taken place. B10 must therefore be somewhat more evolved than B211. Interestingly, while B10 has already formed a number of dense cores, none of them seems associated to any Class I or Flat objects in the catalog of Rebull et al. (2010).

In summary, the evolutionary state of the different Barnard regions is as follows. B211 appears to be the least evolved region due to its chemical composition, lack of protostars, and presence of a single (starless) core. B10 seems to follow in terms of evolution, since it has a number of dense cores but only one is possibly associated with a YSO. B216 appears also to be at a similarly young stage, due to its lack of protostars and cores, but its more diffuse nature makes its status less clear. Next in evolution comes B213, that has started recently forming stars and is doing so very actively. Follows B218, which has a number of starless cores, including the very young L1521E (Hirota et al. 2002; Tafalla & Santiago 2004), and has a very young stellar object. Finally, B7 and B217 have a number of Class I/Flat objects, but whose stellar population is dominated by more evolved ob-

**Table 1.** Properties of the B213 regions.

Region	Mass <sup>(1)</sup> ( $M_{\odot}$ )	Cores <sup>(2)</sup>	YSOs <sup>(3)</sup>	I(SO)/I( $C^{18}O$ ) <sup>(4)</sup>	Cores/YSOs	I+II+III <sup>(5)</sup>
B7	205	3	25	0.18	0.12	0.4
B10	70	5	1	0.42	5.0	0.0
B211	138	1	0	0.40	inf	-
B213	114	7	14	0.22	0.5	1.0
B216	83	0	2	0.28	0.0	0.0
B217	43	0	5	0.13	0.0	0.3
B218	52	3	3	0.23	1.0	0.5

(1) From  $C^{18}O$  assuming an abundance of  $1.7 \times 10^{-7}$ ; (2) As determined in Sect. 4; (3) As determined by Rebull et al. (2010); (4) Ratio of mean  $SO(3_2-2_1)$  and  $C^{18}O(1-0)$  intensities; (5) Ratio of Class I+Flat sources over Class II+Class III sources according to Rebull et al. (2010).

jects. Among these two regions, B7 has the largest number of Class III objects (7 out of 25 YSOs), so it is likely to be more evolved than the rest.

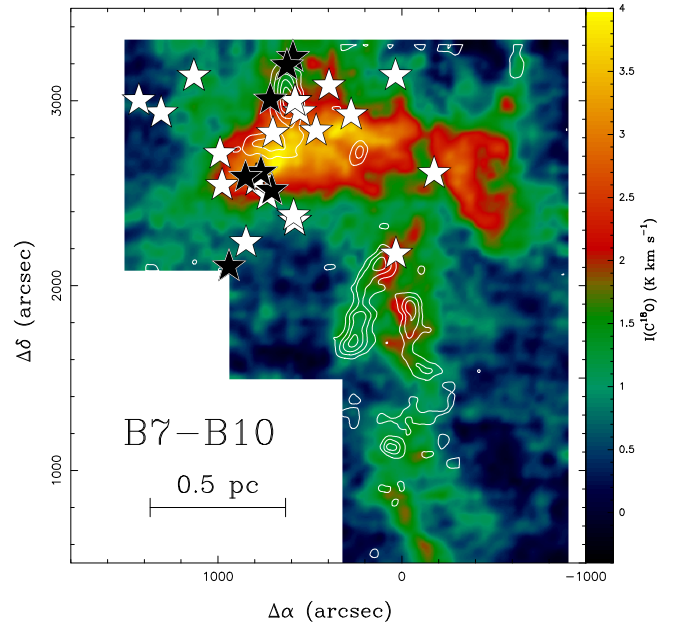
While the differences in evolutionary stage between the parts of the B213 cloud are clear, the assignment of relative ages to the sub-regions is more uncertain. Overall, we can estimate that some parts of the cloud have been forming stars for at least 1-2 Myr. B7, for example, has 7 Class II and Class III objects with ages in the range 1-6 Myr, according to the estimates by Bertout et al. (2007). B213 is associated with FS Tau B, with an estimated age of 2.5 Myr, and B217 contains FV Tau/c, which seems older than 1 Myr (Kraus & Hillenbrand 2009). At the other end of the scale, the B211 region, despite being more massive than B213 or B217, seems to have not yet formed a single star. This means that the large-scale cloud, despite its striking appearance as a single 10 pc filament, has not fragmented as a single entity, but that different parsec-sized regions have followed different star-formation histories over the last 1-2 Myr.

Since the differences in stellar population are correlated with differences in the chemical composition of the gas (Table 1), and since this composition is very sensitive to the amount of time the gas has remained dense (e.g., Bergin & Tafalla 2007), it seems unlikely that regions with little or no star formation, like B211, have been “waiting” with their current physical conditions for more than 1-2 Myr, while regions like B217 were forming stars. To appear chemically young, regions like B211 must have condensed more recently from less-dense cloud material than regions like B217. This suggests that the complex fragmentation of the cloud reflects a similarly complex pattern of assemblage of the large-scale filament, by which “evolved” regions like B7 and B217 condensed and started to form stars first, while other regions like B211 seem to have become dense only very recently. As we will see below, this pattern of differential evolution has left an imprint in the large-scale pattern of gas velocities.

#### 4. Dense cores in B213

The maps in Fig. 1 are too large to reveal the details of the compact  $N_2H^+$  emission and to allow a comparison with  $C^{18}O$ . In Figs. 3-6 we zoom in towards the regions of bright  $N_2H^+$  emission and superpose this emission (in white contours) with the emissions of  $C^{18}O$  and the dust continuum if available (color).

As discussed before and clearly seen now in Figs. 3-6, the  $C^{18}O$  emission avoids systematically the regions of brightest  $N_2H^+$ . This was attributed to CO depletion, a conclusion that we confirm from the good match between the  $N_2H^+$  emission peaks and the peaks of the dust continuum. This match guarantees that the  $N_2H^+$  peaks arise from true enhancements of the gas

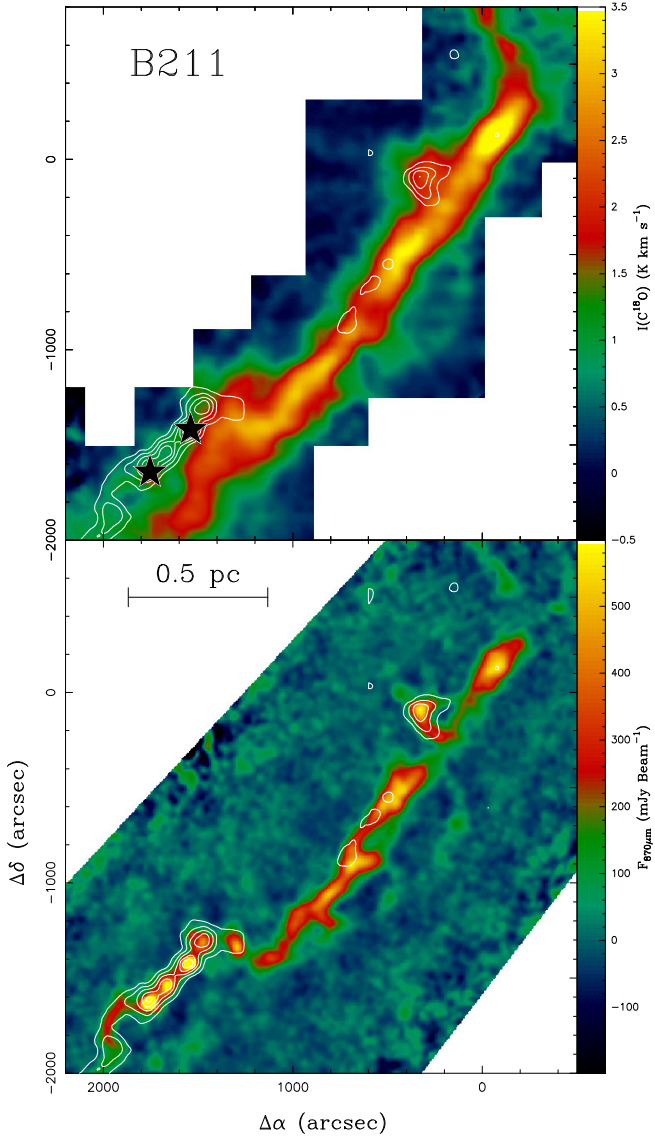


**Fig. 3.** Expanded view of the B7-B10 region.  $C^{18}O(1-0)$  emission in color and  $N_2H^+(1-0)$  emission in white contours. First contour and contour interval are  $0.5 \text{ K km s}^{-1}$ . Star symbols as in Fig. 1 and offsets referred to the FCRAO map center (see Sect. 2).

column density, and rules out a possible explanation in terms of anomalous excitation of  $N_2H^+$ . Specially striking is the chain of four cores shown both in the B211 and B213 panels (towards the SW in the first one and towards the NE in the second one). This 0.5 pc-long chain is very prominent both in  $N_2H^+$  in the dust continuum, but is practically invisible in  $C^{18}O$ .

##### 4.1. Core selection and physical properties

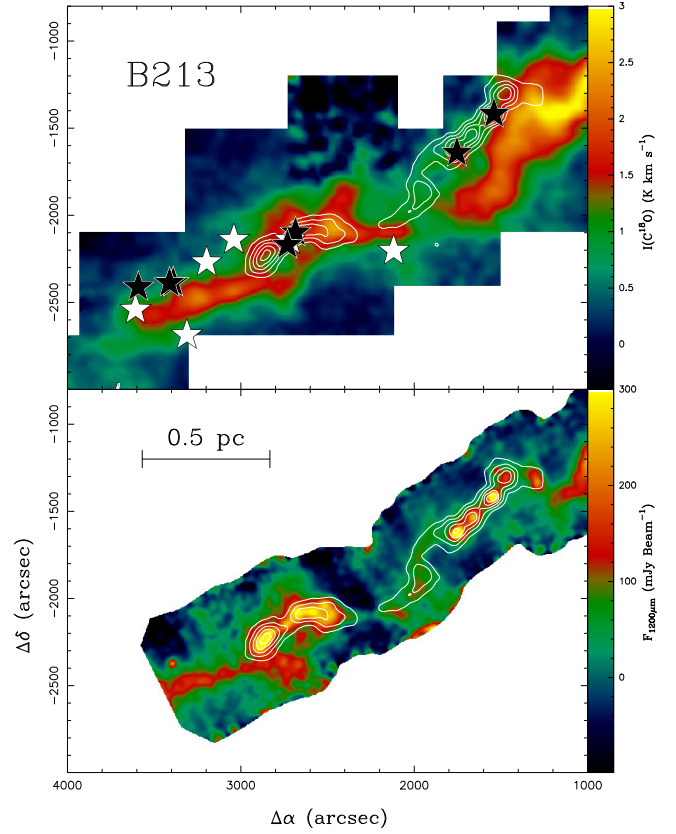
As a first step in our analysis of the core population in the B213 large-scale cloud, we make a census of  $N_2H^+$  condensations. Focusing on the  $N_2H^+$  emission guarantees an homogeneous core census of the cloud, since the continuum maps (the alternative in a search for cores) do not cover the full extent of the cloud. It however results in us missing a small fraction of  $N_2H^+$ -poor condensations, like L1521E in B218, that are known to be at the earliest stages of evolution (Hirota et al. 2002; Tafalla & Santiago 2004).



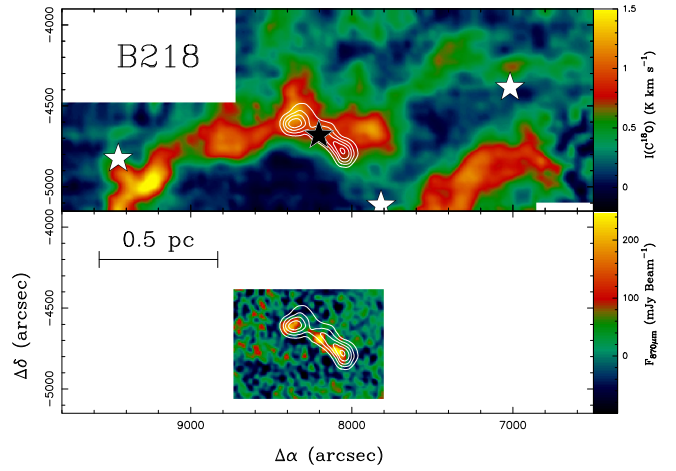
**Fig. 4.** Expanded view of the B211 region and the NW part of B213 (to better connect with the following figure). **Top:**  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  and  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  maps as in Fig. 3. **Bottom:**  $850\ \mu\text{m}$  continuum map from LABOCA observations and  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  emission (contours).

To search for  $\text{N}_2\text{H}^+$  condensations, we have first identified all  $\text{N}_2\text{H}^+$  peaks with intensity exceeding  $1.2\ \text{K km s}^{-1}$  and fitted them with 2D gaussians. For that, we have used the fitting algorithm of the MOPSIC program, which determines automatically the position, size, and intensity of each emission peak. In regions where several cores overlap or are very close to each other, the fitting process has been applied sequentially. In a first step, the brightest peaks were fitted and subtracted from the image. Then, a new search for peaks was carried out in the residual image, fitting additional gaussians to peaks that still exceeded the intensity threshold. This process was repeated until no peaks brighter than the threshold remained.

Table 2 presents the results of our core search. In total, 19  $\text{N}_2\text{H}^+$  cores were identified in the region. This number likely represents a lower limit to the number of cores, because if we use an intensity threshold lower than the chosen  $1.2\ \text{K km s}^{-1}$ , the core-



**Fig. 5.** Expanded view of the B213 region. **Top:**  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  and  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  maps as in Fig. 3. **Bottom:**  $1200\ \mu\text{m}$  continuum map from MAMBO observations and  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  emission (contours).



**Fig. 6.** Expanded view of the B218 region. **Top:**  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  and  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  maps as in Fig. 3. **Bottom:**  $850\ \mu\text{m}$  continuum map from LABOCA observations and  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  emission (contours).

finding algorithm identifies a slightly larger number of cores. Visual inspection of these weaker cores, however, shows that their determination is uncertain due to the presence of weak and extended  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission in several parts of the cloud. To guarantee that each of our selected cores corresponds to a well-defined emission peak, we have preferred to use a conservative criterion

**Table 2.** Dense Cores in B213.

ID	$\alpha$ (J2000) ( <sup>h</sup> <sup>m</sup> <sup>s</sup> )	$\delta$ (J2000) ( <sup>°</sup> <sup>'</sup> <sup>''</sup> )	$I(\text{N}_2\text{H}^+)$ (K km s <sup>-1</sup> )	$D^{(1)}$ ( <sup>''</sup> )	YSO	ON <sup>(2)</sup>
1	04 17 43	28 08 03	1.6	140	N	5
2	04 17 50	27 56 07	1.6	81	N	–
3	04 17 56	28 12 23	1.8	149	N	–
4	04 18 04	28 08 14	1.4	114	N	8
5	04 18 04	28 22 34	1.2	87	N	7
6	04 18 06	28 05 41	2.1	157	N	8
7	04 18 10	27 35 29	1.8	135	N	9
8	04 18 34	28 27 37	2.8	177	Y <sup>(3)</sup>	11
9	04 18 41	28 23 22	1.2	178	N	–
10	04 19 37	27 15 48	2.1	139	N	13a
11	04 19 44	27 13 36	2.8	123	Y <sup>(4)</sup>	13b
12	04 19 52	27 11 42	1.9	100	N	–
13	04 19 59	27 10 30	2.0	116	Y <sup>(5)</sup>	14
14	04 20 15	27 05 59	1.1	171	N	–
15	04 20 59	27 02 29	1.8	258	Y <sup>(6)</sup>	16b
16	04 21 21	27 00 09	2.6	156	N	–
17	04 27 54	26 17 50	2.6	137	N	26b
18	04 28 02	26 19 32	1.2	99	Y <sup>(7)</sup>	26b
19	04 28 14	26 20 34	2.1	134	N	–

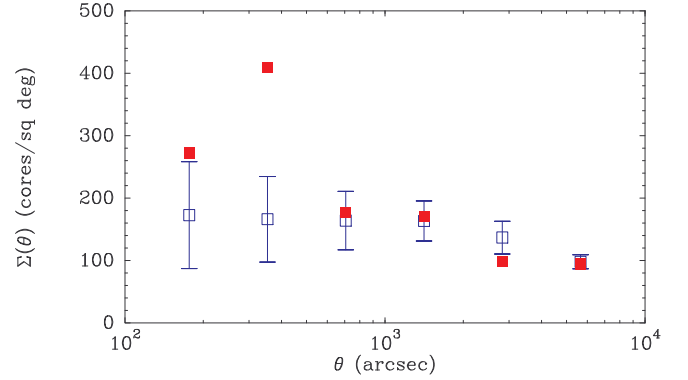
- (1) FWHM of the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission (uncorrected for 60'' beam);  
(2) Core number in the catalog of Onishi et al. (2002);  
(3) I04152+2820; (4) I04166+2706; (5) I04169+2702; (6) 2MJ04210795; (7) I04248+2612

based on a relatively high threshold. Our analysis, therefore, will focus on this set of the brightest dense cores of the cloud.

The results of our core search are presented in Table 2, which shows that the B213 condensations have sizes and  $\text{N}_2\text{H}^+$  intensities typical of the Taurus core population (Benson & Myers 1989; Caselli et al. 2002). Some of these cores are associated with embedded Class 0 and Class I objects and therefore must have already undergone gravitational collapse, while others are starless and likely represent pre-stellar condensations. A number of our  $\text{N}_2\text{H}^+$ -selected cores have counterparts in the catalog by Onishi et al. (2002), which is based on  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  observations. Our core list, on the other hand, has very little overlap with the larger list of extinction-selected cores presented by Schmalzl et al. (2010). As can be seen in the Table 2 of these authors, these extinction-selected cores have densities on the order of  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ , and therefore likely represent a population of condensations at an earlier state of contraction than our  $\text{N}_2\text{H}^+$ -selected cores.

#### 4.2. Core clustering

As we saw in Fig. 1, the spatial distribution of  $\text{N}_2\text{H}^+$  cores is not uniform over the B213 cloud. The cores seem to lie in small groups of a few objects each, as if the formation of one core would somehow enhance the probability of formation of nearby cores. Schmalzl et al. (2010) found a similar trend for clustering in their lower density condensations, and analyzed this effect using a two-point correlation function. To quantify the clustering of our  $\text{N}_2\text{H}^+$  cores, here we follow a similar approach, although we have found it more convenient to use as a tool the mean surface density of core companions  $\Sigma(\theta)$ . This surface density was used by Simon (1997) in his study of the clustering properties of young stars, and here we follow a similar implementation. For each core, we have measured the angular separation to all the other cores in the cloud, and we have binned the set of angular



**Fig. 7.** Mean density of companions for the  $\text{N}_2\text{H}^+$  cores presented in Table 2. The red solid squares represent observations and the open black squares with error bars represent the prediction from a series of 100 Monte Carlo runs (see text).

separations in logarithmic intervals with a step equal to a factor of 2. To convert this number of separations into  $\Sigma(\theta)$ , we have divided the result by the area of the bin (which we have assumed rectangular with a width of 100''), and finally we have normalized the value by the total number of cores in the cloud.

The resulting density of core companions in B213 is presented in Fig. 7 with solid red squares. To compare it with the expectation from a truly uniform distribution of cores, we have carried out a set of 100 Monte Carlo simulations. In each simulation, 19 different cores have been created with coordinates randomly distributed over a rectangle with dimensions  $13100'' \times 100''$ , which is approximately the size of the  $\text{C}^{18}\text{O}$ -emitting region in Fig. 1. Each of these sets of 19 cores has been treated like the original  $\text{N}_2\text{H}^+$  data set, and has been used to calculate a separate mean surface density of core companions with the same code used for the data. The mean of the 100 Monte Carlo experiments is represented in Fig. 7 with open black squares, together with error bars indicating the rms value of the dispersion.

As can be seen from the figure, the  $\text{N}_2\text{H}^+$  data and the Monte Carlo simulation agree within approximately  $1-\sigma$  in the 4 largest bins, indicating that the distribution of cores with separations larger than about 700'' (0.5 pc) is consistent with being spatially uniform. At smaller distances, however, the observed distribution of cores deviates from the prediction of the uniform model. This is specially striking for second smallest bin, which is centered at core separations of 350'' (0.25 pc). In this bin, the observed density of core companions exceeds the model prediction by a factor of three, indicating that our sample has three times more cores with separations of 2-3 core diameters than expected for a uniform distribution of objects. Whether a similar or smaller excess of cores occurs at smaller separations is unclear. The data in the first bin of Fig. 7 presents an excess that is not statistically significant, but our experiments with incompleteness due to our limited angular resolution and to confusion with extended emission. Higher quality data are required to analyze the behavior of the core distribution at distances of 1-2 core diameters.

The excess of cores with separations of about 0.25 pc is a strong indication that the conditions of core formation in B213 are not randomly distributed over the cloud. Some regions seem to be specially favorable to form cores, and therefore give rise to multiple condensations in close proximity. These regions, how-

ever, cannot extend for much more than about 0.5 pc, as the mean surface density of core companions approximates a uniform distribution at scales of that size or larger. As we will see below, this behavior of the distribution of cores can be understood if core formation occurs by the fragmentation of filamentary structures that have 0.5 pc or so in length, provided that the cloud is composed of a large number of filaments and that only some of them have conditions leading to core formation. The signature of core formation by fragmentation of 0.5 pc-long structures seems therefore imprinted in the distribution of core positions.

## 5. Velocity structure: evidence for multiple components

Even taking into account the large-scale fragmentation of the B213 cloud discussed before, the maps of integrated emission and dust continuum give the impression that the material in B213 consists of a single filamentary structure. The molecular spectra, however, reveal a much more complex picture, and show that the cloud contains multiple velocity components that often overlap in projection. This can be noticed from the inspection of the FCRAO  $C^{18}O(1-0)$  data, but it is better appreciated using a series of high signal-to-noise spectra taken using the IRAM 30m telescope with the specific goal of characterizing the velocity structure of the cloud. Some of these spectra are shown in Fig. 8, which illustrates the kinematics of the gas in the vicinity of the B213 region, the one with the most complex velocity pattern. Previous observations of this region had noticed the presence of two velocity components separated by more than  $1 \text{ km s}^{-1}$  (Heiles & Katz 1976; Clark et al. 1977; Duvert et al. 1986; Onishi et al. 1996; Li & Goldsmith 2012). Our high sensitivity IRAM 30m data reveal now that the kinematics of the region is more complex, and that the number of  $C^{18}O$  velocity peaks is higher and changes rapidly with position. Fig. 8 shows how each of two previously known velocity components (near  $5.3$  and  $6.7 \text{ km s}^{-1}$ , see panel 2), splits in some places into additional well-separated components, like those illustrated in panel 4. A more extreme splitting occurs in the vicinity of  $(-100'', 200'')$ , where the  $C^{18}O$  spectrum presents 5 separate peaks (panel 3). Surprisingly, this region with multiple velocity peaks corresponds to a single emission maximum in both the continuum and the FCRAO  $C^{18}O$  integrated intensity map.

The multiple velocity peaks in the  $C^{18}O$  spectra of Fig. 8 seem to originate from true velocity components in the gas responsible for the emission. Self absorption, which can also produce multiple velocity peaks in a spectrum by depressing the intensity at intermediate velocities, seems not to play any role in shaping the  $C^{18}O$  line profiles. We reach this conclusion because the emission from the optically thin isolated component of  $N_2H^+(1-0)$ , when detected towards a given position, always coincides with one of the  $C^{18}O$  components, and does not appear at the intermediate velocity expected in a case of self absorption (e.g., Leung 1978). This is illustrated in panels 1, 2, and 4 of Fig. 8, where the isolated component of  $N_2H^+(1-0)$  is superposed in red to the multi-component  $C^{18}O$  spectrum from the same position. As can be seen, the  $N_2H^+$  line is associated with one of the  $C^{18}O$  peaks in a way that is inconsistent with a self-absorption origin of the  $C^{18}O$  velocity peaks (the lack of  $N_2H^+$  in the other velocity component suggests it has a lower density or a lower  $N_2H^+$  abundance). At the extreme position with 5 components in the  $C^{18}O$  spectrum (panel 3), no clear emission is seen in the isolated component of  $N_2H^+$ , but a nearby position less than  $60''$  away presents a  $N_2H^+$  spectrum with two weak components that coincide with the two reddest peaks of the two

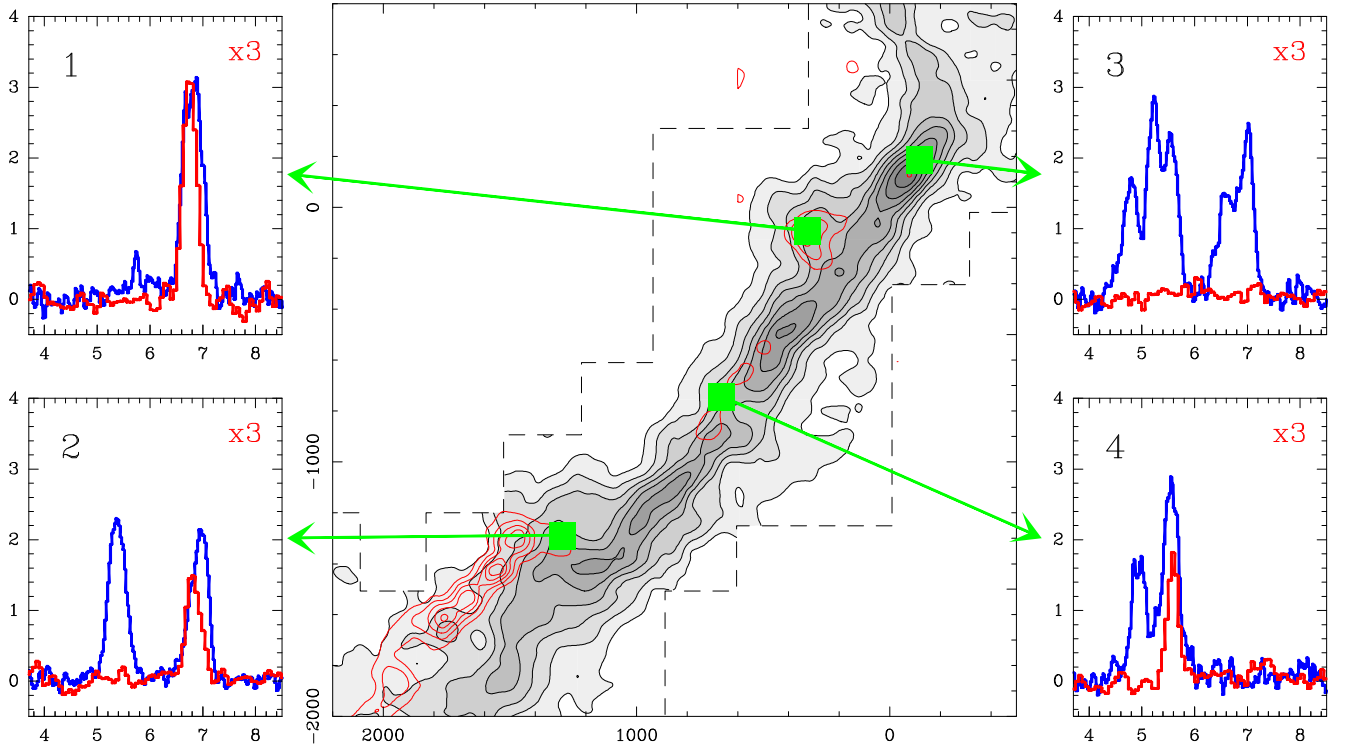
groups of  $C^{18}O$  components. This again argues for self absorption not being the cause of the multiple peaks seen in the  $C^{18}O$  spectrum.

The multiplicity of velocity components in the  $C^{18}O$  spectra presents a significant challenge for representing and analyzing the emission. Velocity structure in a cloud is commonly characterized using channel maps, in which the emission is integrated in narrow ranges of velocity that can be selected to highlight particular gas components. For the B213 cloud, however, this approach fails due to the large number of components, their partial overlap in velocity (as shown by the spectra in Fig. 8), and the fact that each component changes slightly its velocity with position. A better approach to study the velocity field is to search for the different velocity components directly in the spectra. Fig. 8 shows that the velocity components are relatively symmetric when found in isolation or detected in  $N_2H^+$ , and this suggests that fitting multiple gaussians to the emission can determine the main properties of each component, notably its average velocity and its velocity dispersion. Fitting manually an indeterminate number of gaussians to each spectrum in a dataset that contains tens of thousands of spectra is highly impractical, so we have developed a semi-automatic procedure. A number of tests suggested that the following steps provide a reasonable balance between automation and supervision.

1. Divide the mapped area in fields of  $150' \times 150'$ , each containing 25 individual spectra.
2. For each field, discard all spectra with no channel brighter than 3 times the typical rms ( $\approx 0.3 \text{ K}$ ). If less than 3 spectra are left in a given field, the field is discarded from the analysis.
3. Average all accepted spectra in a field to obtain a high S/N template, which is inspected visually to determine the number of gaussian components needed to fit it (in cases of doubt, the individual spectra were inspected). To be considered real, a component needs to lie at least  $0.25 \text{ km s}^{-1}$  (3 channels) apart from the other components in the spectrum.
4. Fit each spectrum in a field using the number of gaussian components determined in the previous step. This is done using the MINIMIZE command of CLASS. The fit starts with an initial guess based on the average spectrum of the field, but the properties of each gaussian component (intensity, central velocity, and dispersion) are left unconstrained and fitted automatically.
5. Discard those fits whose intensity is lower than 3 times the rms in the spectrum.

With this procedure, it was possible to process reasonably quickly the approximately 23,000 spectra of the FCRAO  $C^{18}O(1-0)$  map and fit a total of more than 11,000 gaussian components with SNR larger than 3. For the  $N_2H^+(1-0)$  data, the analysis was much simpler, since no FCRAO spectrum showed two velocity components with high enough signal to noise to deserve a multi-gaussian fit. We therefore applied a standard single-component HSF fit in CLASS and again selected as real those fits exceeding 3 times the rms in the spectrum. Almost 400  $N_2H^+$  spectra were fitted this way.

As each gaussian component is characterized by a position in the sky and a velocity centroid (plus a width), the most convenient way to explore the results of the multi-component gaussian fit to the  $C^{18}O$  data is by plotting the derived velocity centroids in a cube of position-position-velocity (PPV) space. Such PPV space uses the LSR velocity as a fictitious third dimension, and allows visualizing structures spatially confused in the plane of



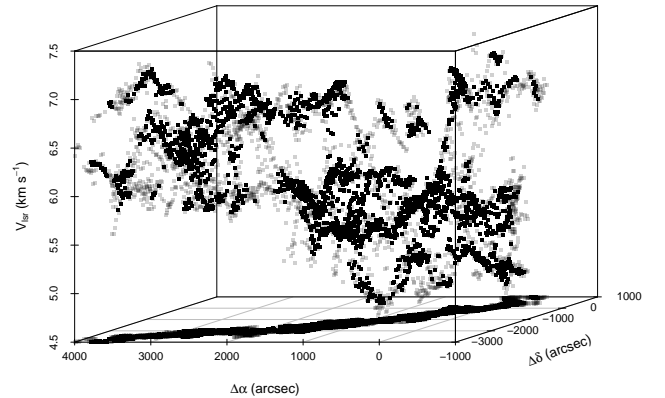
**Fig. 8. Central panel:** FCRAO integrated intensity maps of the B211-B213 region in  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  (grey scale and black contours) and  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  (red contours). Left and right panels: Spectra from selected positions illustrating the complex velocity structure of the emission. The blue spectra correspond to  $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$  and the red spectra correspond to the isolated component of  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  (multiplied by 3) observed simultaneously with the IRAM 30m telescope. Note the presence of 5 different  $\text{C}^{18}\text{O}$  peaks in panel number 3.

the sky but separated in velocity. Fig. 9 shows one such a PPV cube that covers approximately the same region presented in the integrated map of Fig. 8 and contains the result of our gaussian fitting. Although undoubtedly complex, the distribution of points in PPV space shows clear signs of arising from an organized structure. Most points cluster in elongated groups that lie at different "heights" (velocities) and present smooth and often oscillatory patterns. These groups are associated with the different velocity components seen in the spectra, and their clean separation in the cube shows how working in PPV space can help disentangle the complex gas kinematics of the cloud.

The next step in our analysis requires a procedure to identify and isolate the different components in the PPV cubes. Visually exploring those cubes, it is possible to identify a number of individual groups of points that form coherent structures and likely correspond to physically distinct cloud components. It seems however preferable to have an objective algorithm that not only automatizes the selection, but also provides a quantitative measurement of the degree of correlation between points in PPV space. In the next section, we present one such algorithm based on the "friends-of-friends" method frequently used to identify structure in redshift survey data.

## 6. Friends In Velocity (FIVE): an algorithm to identify velocity components

The problem of identifying velocity structures in a PPV cube like that of Fig. 9 has a number of similarities with the problem encountered in cosmology of identifying groups of galaxies in a redshift survey. Redshift surveys provide catalogs in which



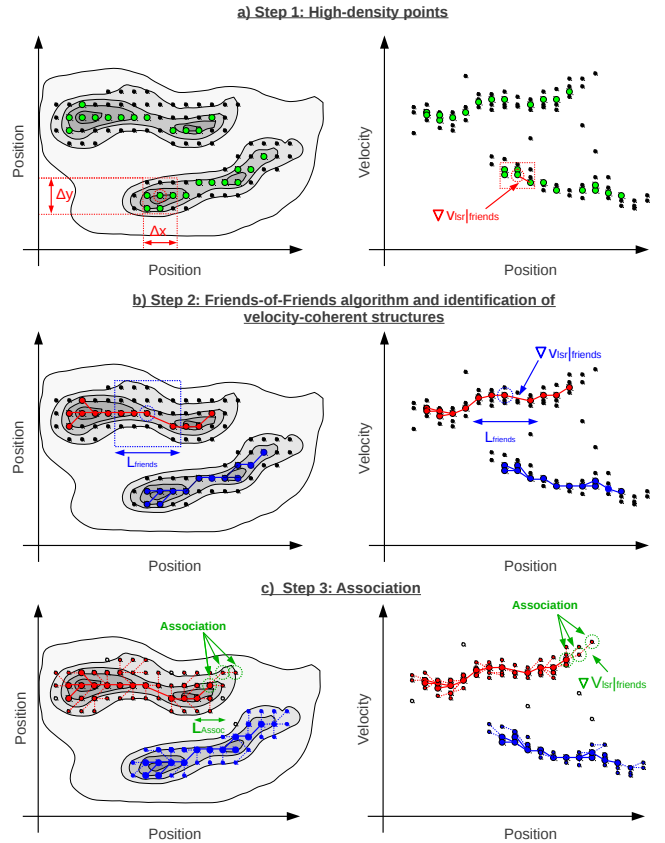
**Fig. 9.** Position-position-velocity cube showing the velocity centroids from the multi-gaussian fit to the  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  spectra towards the B211-B213 region presented in Fig. 8. Note the presence of correlated structures.

each galaxy is characterized by two coordinates and a redshift (equivalent to our PPV data), and a search for galaxy groups involves identifying those sub-sets of galaxies that are strongly correlated in both position and redshift. One of the first and simplest algorithms to identify galaxy groups in redshift surveys is the so-called friends-of-friends (FoF) method, initially presented by Huchra & Geller (1982) and still widely used (e.g., Berlind

et al. 2006). This FoF algorithm starts by selecting a random galaxy in the catalog and searching the rest of the catalog for related galaxies (“friends”) using pre-determined thresholds in both position and redshift. Each of the galaxies identified as a friend is added to the galaxy group, and a new search for friends is made this time centered on the friend galaxies. The new finds (friends of friends) are added to the group, and the process is iterated until no more friends are found, at which point the group is considered complete. When this happens, a new unassigned galaxy is selected from the catalog and a new search for friends is started to identify a new galaxy group. The final product of the algorithm is a catalog of galaxy groups and a catalog of isolated galaxies not belonging to any group (see Fig. 1 in Huchra & Geller 1982 for a flow chart).

Applying the FoF technique to the velocity centroid data of  $C^{18}O$  follows the spirit of the cosmology implementation, but requires a number of adjustments due to the different nature of the emitting material. Each galaxy in a redshift survey is a discrete entity, physically separated from the rest (excluding mergers), and therefore well represented by a single point in PPV space. A centroid of  $C^{18}O$  emission, on the other hand, represents a parcel of a fluid that extends over a large region of space and has no sharp boundaries. The  $C^{18}O$  emission, in addition, has been mapped with Nyquist sampling and the data points form a dense grid, in contrast with the sparse sampling of a redshift survey data. These peculiarities of the  $C^{18}O$  emission require modifying the standard FoF approach, in particular to avoid a weakness of the method when applied to fluids and which we will refer to as “fragility”. This fragility of the FoF method means that a single bad point (e.g., from a poor gaussian fit) can potentially create an artificial bridge between two components that are otherwise disconnected in PPV space, and that represent physically independent entities. While this is not likely to occur in redshift data because of their sparse nature, it is a real problem when dealing with the Nyquist-sampled and diffuse  $C^{18}O$  emission. This fragility can lead, for example, to an absurd situation in which two distinct velocity components in a spectrum become connected by the FoF algorithm because each one is linked through a number of friends to a distant and weak point with an intermediate velocity, either due to a poor fit or because of a more complex velocity pattern.

To mitigate the fragility of the FoF algorithm, we need to combine the proximity concept of the standard FoF implementation with an additional constrain. One possibility is to use the intensity of the emission as an additional criterion to identify components. This approach seems the most natural extension of FoF when dealing with diffuse emission, since intensity itself (which is proportional to column density) is the criterion already used to define cloud components in velocity-insensitive datasets like continuum or integrated-intensity maps. By adding an intensity consideration to the FoF algorithm, our goal is to make it capable of recognizing that structures like two long ridges separated by a deep emission valley represent different cloud components, even if the velocity of the gas in both ridges differs by less than the FoF-imposed threshold. Adding intensity weighting to the FoF algorithm is however a complex task. A number of geometrical and intensity considerations are needed, and the sophistication of models used to analyze intensity-only continuum data from the Herschel Space Observatory testifies the needed level of complexity (e.g., Men’shchikov et al. 2012). To analyze our data, we have chosen a simplified method that merges the concepts of FoF and intensity weighting, and that has been shown to work well in the PPV data set produced from our FCRAO observations. The main idea behind the method is that the emission

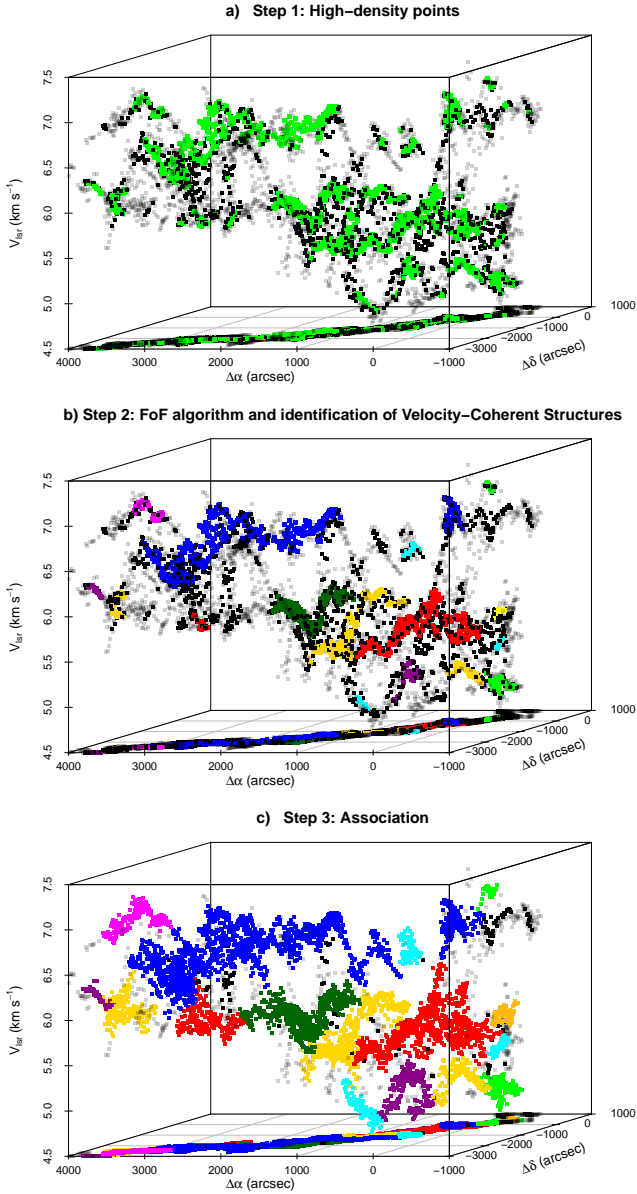


**Fig. 10.** Schematic view of the 3 steps in the modified FoF method to identify components in PPV space. To simplify the view, two projections of the PPV cube are presented. The left panels show the PP plane (integrated map) and the right panels show a projection on a PV plane.

intensity can be used to apply the FoF algorithm selectively in a top-down manner, starting from the brightest points in the map and working the way downwards in sensitivity. A cutoff that selects the brightest 50% points in the dataset is used to define the independent components in PPV space. This approach, which is illustrated in Fig. 10 with an idealized case, consists of the following three steps.

1. We first identify the most significant points in the PPV cube that can serve as seeds for the FoF algorithm. We do so by finding positions that either have a SNR larger than 3 in  $N_2H^+$ , or that have both  $SNR > 6$  in  $C^{18}O^2$  and more than half of the 8 nearest neighbors in the  $30''$  grid with  $SNR > 6$  and a difference in velocity equivalent to a gradient lower than  $3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ . (A  $3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  threshold guarantees that no two points in the  $30''$  differ in velocity by more than the typical non-thermal dispersion of the  $C^{18}O(1-0)$  line, which is on the order of the sound speed, or  $0.19 \text{ km s}^{-1}$ .) These criteria were found to select the  $\approx 35\%$  of points in the sample that lie in regions of homogeneous properties from which the different cloud components can be identified.
2. Using the points selected in the first step, we run a FoF search using the  $C^{18}O$  data with a box of  $120''$  and the previous

<sup>2</sup> The intensity of the  $C^{18}O(1-0)$  emission in positions with bright  $N_2H^+(1-0)$  lines ( $SNR > 3$ ) has been multiplied by 2 to compensate for the drop in  $C^{18}O$  intensity due to freeze out, which is typically a factor of 2 (Tafalla et al. 2004).



**Fig. 11.** Analysis of the PPV cube of Fig.9 using the FIVE algorithm. **Top:** Seed points selected using the threshold values described in the text (color coded green). **Middle:** Points identified after a friends-of-friends search that starts with the seed points from the previous step. The color coding illustrates the different cloud components. **Bottom:** Final assignment of points to the different cloud components (colored points). The black points represent unassigned points.

$3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  velocity gradient threshold. The choice of the box size, which covers two layers of the  $30''$  grid around the point, allows the algorithm to explore larger distances than simply the next neighbors, and provides an insurance against small-scale drops in the intensity of the emission that could otherwise fragment the component. Once the FoF search has been completed, the cloud velocity components are defined as those groups of friends that are isolated from the rest and

that contain a minimum number of 8 members. This step is illustrated in the middle panel of Fig. 10.

3. The final step in the analysis consists of assigning the points with few neighboring friends and/or S/N less than 6 to the different cloud components defined in the previous step. For this, we relax the previous neighbor and S/N thresholds, and test each component point for new friends using the  $3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  velocity gradient threshold. In line with the intensity-weighting scheme discussed before, this new search for friends is applied sequentially, advancing each cloud component by one step. When no new friends are found, the analysis is stopped and the remaining points (typically  $< 20\%$ ) are considered unassigned. Most of these points are low S/N data or points that belong to what appear to be separate cloud regions that did not have enough points in step 2 to qualify as a bona-fide component according to our definition.

All the above steps are carried out automatically using a dedicated algorithm called FIVE (Friends In Velocity) and programmed using the R language (<http://www.r-project.org/>). More information on the algorithm and its implementation can be found in Hacar (2012).

## 7. The nature of the cloud components

### 7.1. Components as filaments

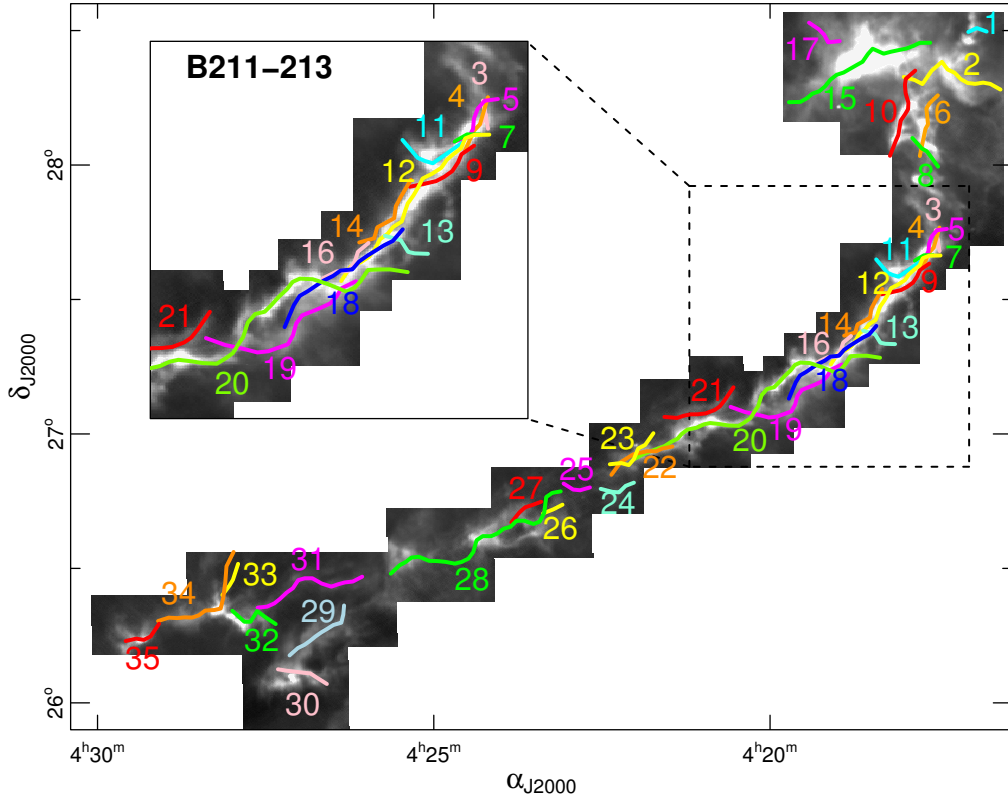
While Fig. 10 showed an idealized view of our FoF analysis, Fig. 11 presents the true result of applying the FIVE algorithm to the the PPV cube of data from the region previously shown in Fig.9. There may be some ambiguity in the assignment of the weakest points to the different components, but the algorithm seems to identify as separate entities most structures in PPV space that visually appear as distinct components in the cube. Over the whole cloud, the FIVE algorithm identifies 35 different components, 17 of them in the region shown in Fig. 11. The main physical properties of these components are summarized in Table. 3 and discussed in the rest of this section.

The most noticeable property of the B213 cloud components is their filamentary geometry. This can be seen directly in the PPV cubes, where many of these components appear as long and twisted structures. It is however better appreciated using standard position-position maps. Using these maps, we have determined for each component a principal axis by connecting with straight lines the emission centroids of  $90''$ -long fragments. These principal axes represent the backbones of the components, and they are shown in Fig. 12 superposed to the  $250 \mu\text{m}$  dust continuum Herschel-SPIRE archive from the *Gould Belt Survey* (André et al. 2010, Palmeirim et al. 2012, in preparation).

The most striking aspect of Fig. 12 is the the intricate pattern of intertwining filamentary components, especially towards the B211-B213 regions shown with detail in the figure inset. A multiplicity of components was of course expected from the multiple velocity peaks seen in the spectra of Fig. 8. The map of principal axes, however, shows that the components, despite their very different velocities, belong to a rather organized structure. What at first sight seemed like a single  $10 \text{ pc}$ -long filamentary cloud becomes now a complex network of braided filaments reminiscent of a rope or a yarn.

### 7.2. Statistics of filament properties

The relatively large number of components found by our algorithm suggests that we use a statistical approach for their initial



**Fig. 12.** Location of the cloud components of B213 identified with the FIVE algorithm. Each component is represented by its central axis and has been color-coded for easier identification. The background grey-scale image is a SPIRE  $250\mu\text{m}$  continuum map from the *Gould Belt Survey* (André et al. 2010) that has been blanked out to match the coverage of our FCRAO data.

analysis. Fig. 13 presents a series of histograms with the most relevant parameters we have derived for our sample. In agreement with the previous discussion, the histogram of aspect ratios (top left) shows a distribution significantly shifted from 1, with 75% of the components having an aspect ratio larger than 3. This large value of the aspect ratio provides a justification for our using the word “filament” to refer to most of the observed components.

The statistics of linear sizes is illustrated in the top-right histogram, which shows that despite a significant tail of large values<sup>3</sup>, 60% of the cloud components lie in a relatively narrow peak between sizes 0.2-0.6 pc.

A related quantity is the mass per unit length, which is presented in the middle-left histogram. This parameter has been calculated directly from the  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission assuming the standard  $\text{C}^{18}\text{O}$  abundance of Frerking et al. (1982). To compensate for CO depletion, the contribution from positions with bright  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission ( $\text{SNR} > 3$ ) has been supplemented with a mass estimated using the  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission and assuming standard excitation and abundance values (Caselli et al. 2002; Tafalla et al. 2004). These  $\text{N}_2\text{H}^+$ -derived contributions increase the filament mass typically by 25% and never reach 50% of the  $\text{C}^{18}\text{O}$ -derived mass. As the histogram shows, the mean mass per unit length of the compo-

<sup>3</sup> Some of the longest components may result from the artificial merging of smaller units. Indeed, the longest component (number 20) often splits into two separate components when we run FIVE using slightly different thresholds for the FoF algorithm. Higher sensitivity data are required to solve this ambiguity.

ponents is about  $15 M_{\odot} \text{pc}^{-1}$ , which interestingly is very close to the equilibrium value for an isothermal cylinder in pressure equilibrium at 10 K (Stodólkiewicz 1963; Ostriker 1964). This property, and both the length and aspect ratio discussed before, make the B213 components very similar to the velocity-coherent filaments of the nearby L1517 cloud, also studied using  $\text{C}^{18}\text{O}$  data. These L1517 filaments had aspect ratios of approximately 4, typical lengths of 0.5 pc, and mass per unit length in agreement with the prediction for a 10 K isothermal cylinder (Hacar & Tafalla 2011).

A notable difference with the L1517 filaments is the larger velocity dispersion of the gas in the B213 components. The middle-right histogram in Fig. 13 shows the statistics of the non-thermal velocity dispersion normalized to the sound speed at 10 K and derived with the same method used for the L1517 analysis Hacar & Tafalla (2011). While the gas in the L1517 filaments was overwhelmingly subsonic (98% of the points) with a typical  $\sigma_{NT}/c_s = 0.54 \pm 0.19$ , the gas in B213 presents an approximately sonic dispersion of  $\sigma_{NT}/c_s = 1.0 \pm 0.2$ . This larger value of the  $\text{C}^{18}\text{O}$  non-thermal motions does not arise only from the action of the embedded protostars (whose effect is noticeable but local), and indicates a more dynamical state of the gas in most filaments of B213. (There is a  $\sim 15\%$  minority of subsonic, L1517-like filaments in B213.) Probably related to this larger  $\text{C}^{18}\text{O}$  dispersion is an also larger dispersion of the non-thermal component of  $\text{N}_2\text{H}^+$ . The mean  $\sigma_{NT}/c_s$  value for this species is  $0.61 \pm 0.17$ , compared to  $0.36 \pm 0.09$  in L1517. Apart from this higher velocity dispersion, the behavior of the gas in

**Table 3.** Main properties of the B213 cloud components.

Fil ID	$\Delta\alpha$ (arcsec)	$\Delta\delta$ (arcsec)	Mass ( $M_{\odot}$ )	L (pc)	$M_{fil}$ ( $M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ )	$\langle V_{lsr} \rangle$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\sigma V_{lsr}/c_s$	$\langle \sigma_{NT} \rangle / c_s$	$ \nabla V_{lsr} $ ( $\text{km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ )	Cores
01	-654	3204	1.5	0.1	11.3	5.9	0.3	0.82	1.11	—
02	-420	2545	30.9	1.0	32.4	7.0	1.1	0.99	0.23	—
03	-181	350	1.8	0.4	3.9	5.7	0.3	0.86	0.02	—
04	-136	228	1.2	0.2	5.4	5.3	0.3	0.81	0.62	—
05	-130	316	4.0	0.4	9.1	4.9	0.4	0.73	0.16	—
06	-99	1911	5.3	0.5	11.4	6.0	1.0	1.41	1.29	1
07	-50	141	0.7	0.2	4.6	7.0	0.4	0.69	0.91	—
08	-35	1573	2.5	0.3	9.3	6.7	0.5	1.37	0.02	—
09	159	-237	4.3	0.5	8.7	5.0	0.7	0.83	0.18	—
10	183	2055	15.5	0.8	20.4	6.8	0.7	1.39	0.34	3,4,6
11	305	-44	6.9	0.5	14.7	6.7	0.7	1.27	0.39	7
12	433	-502	29.3	1.4	21.8	5.6	1.1	1.25	0.16	—
13	462	-981	1.2	0.3	4.3	6.5	0.5	0.84	1.10	—
14	633	-650	5.6	0.5	10.3	5.0	1.0	0.97	0.04	—
15	675	2712	95.9	1.3	71.4	7.2	0.8	0.97	0.01	8,9
16	993	-1156	1.6	0.4	4.5	4.8	0.8	0.81	1.28	—
17	1114	3092	4.3	0.3	13.1	7.2	0.5	0.84	0.38	—
18	1123	-1255	15.7	0.9	17.0	5.6	1.3	1.01	0.84	—
19	1483	-1766	18.9	1.1	17.1	5.9	0.8	1.33	0.06	—
20	2259	-2015	48.3	2.5	19.7	6.6	1.2	1.15	0.11	10-16
21	2637	-1960	5.7	0.6	9.1	5.9	0.7	1.07	0.27	—
22	3347	-2530	3.1	0.6	5.5	7.0	0.6	0.87	0.34	—
23	3472	-2565	4.6	0.5	9.4	6.1	0.7	1.05	0.14	—
24	3630	-2999	0.7	0.3	2.7	6.3	0.4	0.58	0.92	—
25	4106	-2975	1.0	0.2	4.6	6.4	0.3	1.09	0.35	—
26	4371	-3255	1.4	0.2	7.7	7.0	0.6	0.77	1.55	—
27	4740	-3248	1.3	0.3	5.0	6.7	0.4	0.76	0.82	—
28	5227	-3665	43.7	1.8	24.1	6.5	1.0	1.03	0.07	—
29	7206	-4938	9.8	0.7	14.1	6.8	0.5	0.90	0.34	—
30	7369	-5465	3.9	0.4	9.1	6.5	0.5	1.17	0.35	—
31	7369	-4301	4.9	1.0	5.0	7.1	0.7	0.63	0.51	—
32	7979	-4642	8.7	0.5	17.8	7.1	0.7	0.98	0.12	17,18
33	8257	-4251	0.6	0.2	3.1	6.4	0.4	0.70	1.32	—
34	8578	-4493	13.3	1.0	13.4	6.9	1.1	0.90	0.65	19
35	9349	-4960	5.5	0.4	15.8	6.7	0.9	1.11	1.66	—

the B213 filaments is very similar to L1517, as we discuss in the following section.

The final two histograms present the distribution of velocity gradients in the components (bottom panels of Fig. 13). The left histogram shows the distribution of global velocity gradients, which are determined by fitting all the LSR velocity values in each component. The right histogram shows the distribution of local velocity gradients, which are determined using similar fits but this time restricted to 0.1 pc-sized fragments. As can be seen, the mean value of the global gradients is close to  $0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ , and the mean value of the local gradients is about  $1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ . These gradients are similar to those found in the filaments of L1517, being the larger local values a result of the presence of velocity oscillations inside the components (see Sect. 7.4).

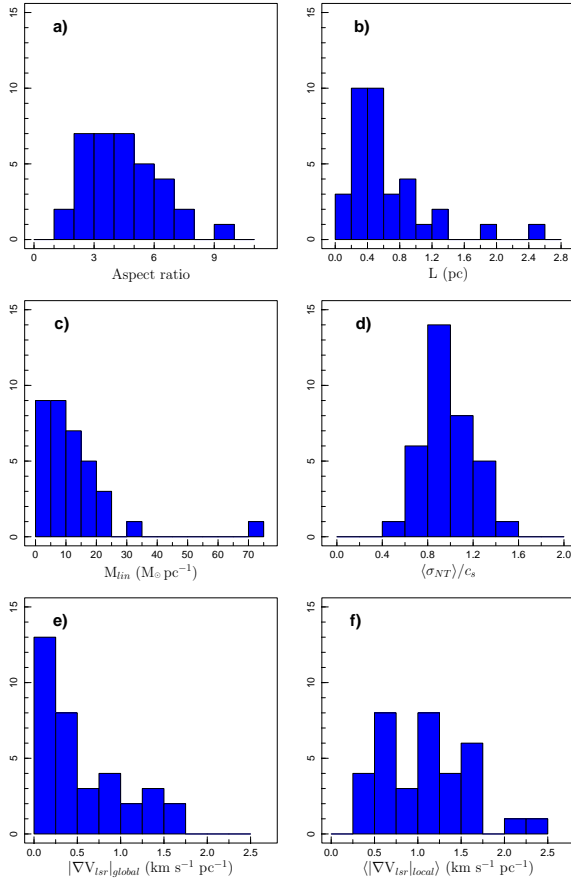
### 7.3. Core formation in the B213 filaments

In section 4 we identified 19 dense cores in the B213 cloud based on their  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission. Now we study the relation between these dense cores and the 35 filamentary components identified from the  $\text{C}^{18}\text{O}$  data. Table 3 shows the assignment of the cores to the different filaments based on the matching of the  $\text{N}_2\text{H}^+$  and  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission in both position and velocity. Cores 2 and 5 were not assigned to any filament because their surrounding  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission did not meet the minimum number of points required for filament definition in the FIVE analysis. This lack of association seems a sensitivity problem and not an indication that these cores are peculiar, since a FIVE analysis using a SNR threshold of 2.5 (instead of the standard 3 value) identifies  $\text{C}^{18}\text{O}$  filaments associated to these cores (but also suffers from confusion in different regions).

A notable aspect of the assignment of cores to filaments is that only 5 out of 19 cores can be classified as single, in the sense that they belong to filaments containing no other core (to be conservative, unassigned cores 2 and 5 are treated as single). This low number of single cores seems highly improbable, since there are almost twice as many filaments as cores. A Monte Carlo simulation shows indeed that the probability of having 5 or less single cores in the cloud is less than 1%, and therefore, that the observed distribution of cores in filaments is unlikely to arise from a random process (as it would be throwing 19 cores into 35 independent filaments). Core formation in B213, therefore, seems to have occurred by some type of correlated process that makes the presence of a core in a filament increase the likelihood of having another core. As a result, some filaments are prone to form cores, and produce more than one, while other filaments have little or no tendency to form cores, and remain sterile.

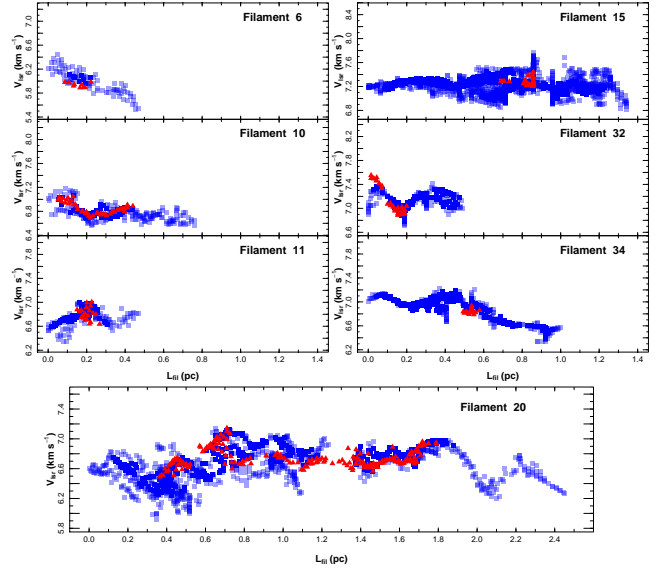
The dichotomy between “fertile” and “sterile” filaments provides a simple explanation for our finding in section 4 that there is an excess of cores with separations around 0.25 pc. This is so because if most of the cores in the cloud have formed inside a small number of fertile filaments, with each fertile filament generating more than one core, the resulting core population is expected to be distributed in small groups, and each core is expected to have a neighbor at a distance on the order of a fraction of the filament length. As the median filament length is approximately 0.5 pc, the excess of cores should occur at separations around 0.25 pc, which is what is shown in Fig. 7.

The fertile/sterile dichotomy of filaments, together with the multiplicity of cores per fertile filament, points to a core formation mechanism that depends more on a global property of the



**Fig. 13.** Distribution of parameters in the 35 cloud components derived using the FIVE algorithm. (a) Aspect ratio, (b) length, (c) mass per unit length, (d) non-thermal velocity dispersion, (e) global velocity gradient, (f) local velocity gradients.

filament than on a local event in its interior. To explore this possibility, we have compared the physical properties of the two filament populations using the data in Table. 3. One noticeable trend is that fertile filaments have a larger mass per unit length than sterile filaments: 24 vs 10  $M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$  when comparing the means and 18 vs 9  $M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$  when comparing the medians. Although the mass per unit length is undoubtedly an uncertain parameter due to its dependence on the  $\text{C}^{18}\text{O}$  abundance, part of this uncertainty is mitigated by the relative nature of the comparison, and by the fact that all cores have been analyzed in the same way. Interestingly, the data in Table. 3 shows that fertile filaments not only have higher mass per unit length, but that both their mean and their median values exceed 16  $M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ , which is the equilibrium limit against fragmentation for an isothermal cylinder at 10 K (Stodólkiewicz 1963; Ostriker 1964). Sterile filaments, on the other hand, have on average a mass per unit length that is below the fragmentation limit and therefore should be gravitationally stable. If this is correct (and it should be tested with a more accurate mass estimate, preferable from continuum dust emission), it would suggest that core formation in the filaments of B213 simply depends on how much mass the filament has been able to accumulate. Most filaments seem to not reach the fragmentation limit, and therefore fail to form cores, while a selected few do so and produce multiple condensations.



**Fig. 14.** Velocity profiles of filaments with cores. Blue squares are  $\text{C}^{18}\text{O}$  data and red triangles are  $\text{N}_2\text{H}^+$  data.

#### 7.4. Velocity coherence of the filament gas

In L1517, Hacar & Tafalla (2011) found that the internal velocity field of the cores follows the large-scale velocity gradients of the filaments, suggesting that core formation has occurred inside the filaments with little external interaction (in contradiction with the expectation from some turbulent models, see Klessen et al. 2005). To explore this issue in B213, we present in Fig. 14 velocity profiles for all filaments containing dense cores. As can be seen, the gas in the dense cores of B213 (red triangles) presents large-scale velocity fields that follow the large-scale gradients of the lower-density material traced in  $\text{C}^{18}\text{O}$  (blue squares), in good agreement with the L1517 results. This suggests that core formation in B213 has proceeded, like in L1517, without decoupling the velocity field of the dense gas from its surrounding material, despite the higher level of non-thermal motions. Internal fragmentation of the filaments, and not collisions between gas flows, seems therefore the most likely mechanism of core formation in B213.

Although the velocity field in the cores continues the motions of the surrounding material, and this suggests that no kinematic changes occur during core formation, the non-thermal velocity component of the  $\text{N}_2\text{H}^+$  lines is on average almost half the  $\text{C}^{18}\text{O}$  value. A similar difference was found in L1517, and could in principle result from a lower level of *local* random motions in the dense core material. This would suggest that turbulence has been dissipated during core formation. As argued for L1517, however, it is also possible that the velocity difference between  $\text{C}^{18}\text{O}$  and  $\text{N}_2\text{H}^+$  arises from a combination of large-scale gas motions and the fact that each molecule traces a different column of cloud gas. The  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission is very selective of the dense gas due to a combination of excitation and chemistry, and only samples a small fraction of the gas along any line of sight (as illustrated by the sparse distribution of  $\text{N}_2\text{H}^+$  emission in the maps of Fig. 1). The  $\text{C}^{18}\text{O}$  emission, on the other hand, is sensitive to the extended and lower-density cloud material due to its close-to-thermal excitation and high abundance, and it samples a much larger column density of gas than  $\text{N}_2\text{H}^+$ . As seen in Fig. 14, all filaments present large scale velocity gradients in

the plane of the sky, and is therefore likely that similar gradients occur along the line of sight. Thus, any  $C^{18}O$  spectrum must contain the contribution from more parcels of gas moving at different velocities along the line of sight than the equivalent spectrum of  $N_2H^+$ , and this will undoubtedly cause a larger non-thermal component. This effect is confirmed by the recent numerical simulations of core-forming filaments by Smith et al. (2012).

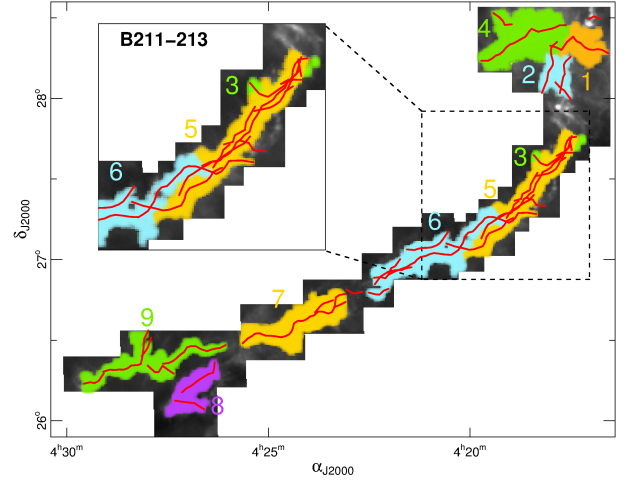
The final characteristic of the velocity field that we investigate is the presence of large-scale organized patterns, often in the form of quasi-sinusoidal oscillations (see, e.g., filament 34 in Fig. 14). These patterns, also seen in L1517, suggest that the velocity of the gas in the filaments can be correlated over scales as large as the filament length, or about 0.5 pc. Such a level of organization in the velocity field seems to deviate from the expectation for gas belonging to the turbulent cloud regime, which is characterized by a random pattern that follows a linewidth-size relation (Larson 1981). Because of that, the L1517 filaments were referred to as “velocity coherent,” extending the term proposed by Goodman et al. 1998 for scales of dense cores. As Fig. 14 shows, the same attribute of coherence seems now applicable to the B213 filaments, even if their non-thermal motions are close to the sound speed. The B213 filaments seem to have also decoupled from the general turbulent velocity field of the cloud and become separate entities with a coherent velocity field.

In L1517, some filaments presented a correlation between the oscillations of the velocity field and oscillations in the filament density, and from that, it was proposed that the oscillations represent core-forming streaming motions (Hacar & Tafalla 2011). The origin of the B213 oscillations is less clear due to the more complex velocity patterns and the mix of cores at different stages of evolution (i.e., starless and protostellar) next to each other, which indicates that core-formation in the B213 filaments cannot be treated with the simple perturbation formalism used in the case of L1517. Higher angular resolution observations of selected filaments are being planned to explore the possible connection between velocity oscillations and filament formation.

### 7.5. Filament bundles: a scenario of filament-forming fragmentation

The picture that emerges from the previous sections is one of hierarchical fragmentation. The B213 cloud ( $\sim 10$  pc long) seems to have fragmented first into velocity-coherent filaments of about 0.5 pc in length. Then, some of these filaments have further fragmented into cores ( $< 0.1$  pc) in an almost quasi-static way. Our discussion so far has concentrated on the second level of fragmentation, the one that breaks up the velocity-coherent filaments into star-forming dense cores. This process is better constrained by the data because both the “before” (filament) and “after” (core) stages can be studied. In this section we turn our attention to the first level of fragmentation, the one by which the large-scale cloud produces the velocity coherent filaments, which unfortunately is less constrained by the data at hand.

A clue to a possible sequence of filament-forming fragmentation comes again from the spectra of the B211-B213 region shown in Fig. 8. As discussed before, these spectra reveal two families of velocity components, one near  $5.4$  km s $^{-1}$  and the other near  $7.0$  km s $^{-1}$ . Each of these families further splits into two or three individual components, which according to our analysis, represent distinct velocity-coherent filaments. Panel 3 in Fig. 8 illustrates how the velocity differences between the



**Fig. 15.** Distribution of the different bundles of filaments identified by FIVE and superposed on the same SPIRE map shown in Fig. 12.

components in each family are smaller than the differences between the families. This pattern suggests that there is some type of hierarchy in the gas velocity field, in the sense that the components are grouped into families, and that the filaments of a given family are more closely connected to each other than to filaments of other families.

The idea that filaments are grouped into families is reinforced by the analysis of the physical and chemical properties of the gas. Filaments with velocities close to  $V_{LSR} = 5.4$  km s $^{-1}$  (blue-shifted group of components in Fig. 8) are associated with intense emission in  $C^{18}O$  and  $SO$ , and at the same time have very weak  $N_2H^+$  emission. As discussed in Sect. 3, these signatures indicate that the gas has an early-type composition, which is expected if the material has condensed recently from a more diffuse state. The group of components near  $V_{LSR} = 7.0$  km s $^{-1}$ , on the other hand, is associated with bright  $N_2H^+$  emission and dense cores containing YSOs, which are signatures of more chemically evolved gas. The  $5.4$  and  $7.0$  km s $^{-1}$  families of filaments, therefore, not only differ in their kinematics, but seem to have followed different evolutionary paths. This behavior strengthens the idea that there is a close connection between the filaments inside a given family, while there are noticeable differences between the families themselves.

To further explore the possibility that the filaments in the B213 cloud are organized into families, we have used again the FIVE algorithm. This time, we have relaxed its parameters so that it can identify structures that are more loosely connected than the filaments themselves, but that are still noticeably distinct from each other. Motivated by the differences and similarities between the  $5.4$  and  $7.0$  km s $^{-1}$  families, we have set the velocity gradient threshold required to define a “friend” to  $5$  km s $^{-1}$  pc $^{-1}$ . Also, to favor structures larger than the filaments, we have required a minimum of 30 points to define a distinct component. The results of this search are shown in Fig. 15, where the different families of filaments are identified using different colors. As can be seen, the filaments in the B213 cloud seem to belong to a small number of families, which from now on will be referred to as “bundles” because of their thread-like appearance. (The number of bundles may be smaller than the 9 shown in Fig. 15, since bundle 3 is likely connected to bundle 6 by low-level emission, Narayanan et al. 2008.)

While the search for families using the FIVE algorithm is strictly based on the kinematic properties of the gas, the resulting bundles shown in Fig. 15 reproduce remarkably well the division of the cloud into regions proposed by Barnard and illustrated in Fig. 2. In Sect. 3, we saw that Barnard's sub-division is not simply a morphological one, but that reflects a separation of the gas into regions that have had almost-independent contraction histories. The similarity we find now between these Barnard regions and the velocity-defined bundles suggests that the two structures are either coincident or closely related, and therefore are likely to have a common origin. As discussed in Sect. 3, the different Barnard regions seem to have condensed from the diffuse gas with different time scales, indicating that a large-scale (pc-sized) fragmentation has occurred early on in the history of the cloud. If the velocity-defined bundles correspond to these fragments, bundle-formation must be related to the assemblage of the large-scale filamentary cloud, and therefore must have preceded filament formation.

A piecewise formation picture of B213 seems at first to contradict the high degree of organization suggested by the single-filament appearance of the cloud at large ( $\sim 10$  pc) scales (e.g., Schmalzl et al. 2010). This however is not necessarily so if the B213 cloud was formed by the convergence of large-scale flows, a mechanism favored by a number of theoretical considerations and numerical simulations (e.g., Elmegreen 1993; Vázquez-Semadeni et al. 2006; Hennebelle et al. 2008; Heitsch et al. 2008). In this converging-flows scenario, it is unlikely that gas spread over 10 pc linear scales can synchronize its convergence without producing pc-scale irregularities. For example, perturbations in the gas velocity on the order of 10% can easily produce over the expected 10-20 Myr accumulation time of the cloud (e.g., Bergin et al. 2004) the 1-2 Myr differences in the convergence time required to explain the B213 data (Sect. 3). Thus, although the 1-2 Myr differences in contraction time have had a notable influence in the fragmentation of the cloud into bundles of filaments, they still represent a small amount from the point of view of the full cloud formation process.

While the fragmentation of the cloud gas into families of filaments seems to arise from local differences in the time-scale of gas concentration, the internal fragmentation of each family into a small group of velocity-coherent filaments seems to be intrinsic to the gas. Even B211, the youngest region of the cloud, consists of multiple velocity-coherent filaments despite not having yet formed stars or cores. This early appearance of the filaments in the gas suggests that their presence results from physical processes that took place at density regimes lower than those traced by our  $C^{18}O$  data (approximately  $< 10^4$   $cm^{-3}$ ). A number of instabilities are known to occur at those regimes (e.g., Heitsch et al. 2008) and may be responsible for this fragmentation, which has a typical scale length of 1.5-2 pc. Observations of lower density gas, like those provided by the more abundant CO isotopes (Goldsmith et al. 2008), may hold the key to understand the origin of these velocity-coherent filaments.

## 8. Summary

We have studied the 10 pc-long B213 filamentary cloud in Taurus with the goal of clarifying the process of dense core formation. Our data consists of Nyquist-sampled maps in lines of  $C^{18}O$ ,  $N_2H^+$ , and SO, together with partial mapping in the  $870 \mu m$  and  $1200 \mu m$  dust continuum. From the analysis of these data we have reached the following main conclusions.

1. While B213 appears globally as a single large-scale filament, there are significant differences in the YSO population and chemical composition across the cloud. These differences suggest that the B213 cloud has not assembled all at once, but that different regions have concentrated with time scales that differ by up to 1-2 Myr. These regions approximately coincide with the condensations originally identified by Barnard from optical images (Sect. 3).
2. The B213 cloud contains at least 19 dense cores, some of them starless and some of them protostellar. These cores are not distributed uniformly over the cloud, but tend to cluster with favored separations on the order of 0.25 pc (Sect. 4).
3. The  $C^{18}O$  spectra reveal that the gas in the cloud has a number of velocity components. In some regions, these components overlap spatially and give rise to spectra with multiple peaks (up to five) (Sect. 5).
4. We have characterized the velocity components of B213 by fitting multiple gaussians to the  $C^{18}O$  spectra. When the velocity centroids are represented in position-position-velocity (PPV) space, the components can be seen as coherent structures well-separated from each other (Sect. 5).
5. We have developed an algorithm to identify and extract automatically the cloud components in PPV space by searching for coherent structures. The algorithm, named FIVE, uses a friends-of-friends approach similar to that often employed to identify clusters of galaxies in redshift surveys (Sect. 6).
6. Using our FIVE algorithm, we have identified 35 separate components in B213. These components are filamentary structures that tend to be aligned with the axis of the large-scale cloud. They have typical lengths of 0.5 pc, internal velocity dispersions on the order of the sound speed, and mass-per-unit-lengths close to the fragmentation threshold of an isothermal cylinder at 10 K (Sect. 7.2).
7. Despite the large number of filaments in the cloud, only a few of them have been able to form dense cores. Filaments seem to be either unable to form cores (*sterile*) or to have formed two or more dense cores (*fertile*). This dichotomy suggests that core formation does not depend on local events inside the filaments, but that occurs due to some filament global property. Although not accurately measured with our data, the mass per unit length seems to be an important factor determining whether a filament is sterile or fertile (Sect. 7.3).
8. The velocity field of most filaments presents large-scale oscillations. When a filament contains cores, the velocity field of the cores follows the large-scale filament velocity field. This indicates that core formation occurs with little effect on the gas kinematics, in contradiction with the expectation from models of core formation by gas flow collisions (Sect. 7.4).
9. The large-scale oscillatory velocity field of the filaments indicates a degree of coherence that must arise from the gas having decoupled from any cloud-wide turbulent velocity field. In this sense, the B213 filaments are similar to those found in the L1517 cloud, and can be classified as *velocity coherent* despite having a higher level of non-thermal motions (Sect. 7.4).
10. Most velocity-coherent filaments can be assigned to a small number of families, which we refer to as bundles. Filaments inside a given bundle have similar kinematics and chemical composition, suggesting that they have a common physical origin. (Sect. 7.5).
11. Core formation in B213 seems to have proceeded by hierarchical fragmentation. First, the cloud has fragmented into sub-regions that coincide approximately with the condensa-

tions identified originally by Barnard. This large-scale fragmentation seems to have resulted from differences in the local time-scale of gas condensation. At later times, the sub-regions have fragmented into collections (bundles) of velocity-coherent filaments that have typical sizes of 0.5 pc and velocity dispersions on the order of the sound speed. Finally, a small group of fertile velocity-coherent filaments have accumulated enough mass to fragment quasi-statically into individual dense cores (Sect. 7.5).

*Acknowledgements.* We thank Mark Heyer for assistance during the FCRAO observations. We thank Carlos De Breuck, Thomas Stanke, and Giorgio Siringo for assistance during the APEX observations, and Axel Weiss and Arnaud Belloche for help with the data reduction. We also thank Guillermo Quintana-Lacaci and the IRAM staff for help during the MAMBO observations. This research has made use of NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services and the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. MT acknowledges support by MINECO within the program CONSOLIDER INGENIO 2010, under grant "Molecular Astrophysics: The Herschel and ALMA era - ASTROMOL" (ref.: CSD2009-00038).

## References

- Alves, J., Lombardi, M., & Lada, C. J. 2007, *A&A*, 462, L17
- Arzoumanian, D., André, P., Didelon, P., et al. 2011, *A&A*, 529, L6
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L102
- Barnard, E. E. 1907, *ApJ*, 25, 218
- Barnard, E. E. 1927, *Catalogue of 349 dark objects in the sky.* (Chicago: University of Chicago Press)
- Belloche, A., Schuller, F., Parise, B., et al. 2011, *A&A*, 527, A145
- Benson, P. J., & Myers, P. C. 1989, *ApJS*, 71, 89
- Bergin, E. A., Alves, J., Huard, T., & Lada, C. J. 2002, *ApJ*, 570, L101
- Bergin, E. A., Hartmann, L. W., Raymond, J. C., & Ballesteros-Paredes, J. 2004, *ApJ*, 612, 921
- Bergin, E. A., & Tafalla, M. 2007, *ARA&A*, 45, 339
- Berlind, A. A., Frieman, J., Weinberg, D. H., et al. 2006, *ApJS*, 167, 1
- Bertout, C., Siess, L., & Cabrit, S. 2007, *A&A*, 473, L21
- Caselli, P., Benson, P. J., Myers, P. C., & Tafalla, M. 2002, *ApJ*, 572, 238
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Tafalla, M., Dore, L., & Myers, P. C. 1999, *ApJ*, 523, L165
- Cernicharo, J., Bachiller, R., & Duvert, G. 1985, *A&A*, 149, 273
- Clark, F. O., Giguere, P. T., & Crutcher, R. M. 1977, *ApJ*, 215, 511
- Clark, P. C., Glover, S. C. O., Klessen, R. S., & Bonnell, I. A. 2012, *arXiv:1204.5570*
- Davis, C. J., Chrysostomou, A., Hatchell, J., et al. 2010, *MNRAS*, 405, 759
- di Francesco, J., Evans, N. J., II, Caselli, P., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 17
- Duvert, G., Cernicharo, J., & Baudry, A. 1986, *A&A*, 164, 349
- Elias, J. H. 1978, *ApJ*, 224, 857
- Elmegreen, B. G. 1993, *ApJ*, 419, L29
- Enoch, M. L., Glenn, J., Evans, N. J., II, et al. 2007, *ApJ*, 666, 982
- Evans, N. J., II 2008, *Pathways Through an Eclectic Universe*, 390, 52
- Freking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, *ApJ*, 262, 590
- Gaida, M., Ungerechts, H., & Winnewisser, G. 1984, *A&A*, 137, 17
- Goldsmith, P. F., Heyer, M., Narayanan, G., et al. 2008, *ApJ*, 680, 428
- Goodman, A. A., Barranco, J. A., Wilner, D. J., & Heyer, M. H. 1998, *ApJ*, 504, 223
- Hacar, A. 2012, Ph.D. Thesis, Univ. Complutense, Madrid
- Hacar, A., & Tafalla, M. 2011, *A&A*, 533, A34
- Hartmann, L. 2002, *ApJ*, 578, 914
- Heiles, C., & Katz, G. 1976, *AJ*, 81, 37
- Heitsch, F., Hartmann, L. W., Slyz, A. D., Devriendt, J. E. G., & Burkert, A. 2008, *ApJ*, 674, 316
- Heyer, M. H., Vrba, F. J., Snell, R. L., et al. 1987, *ApJ*, 321, 855
- Hennebelle, P., Banerjee, R., Vázquez-Semadeni, E., Klessen, R. S., & Audit, E. 2008, *A&A*, 486, L43
- Hirota, T., Ito, T., & Yamamoto, S. 2002, *ApJ*, 565, 359
- Hirota, T., Maezawa, H., & Yamamoto, S. 2004, *ApJ*, 617, 399
- Huchra, J. P., & Geller, M. J. 1982, *ApJ*, 257, 423
- Kenyon, S. J., Gómez, M., & Whitney, B. A. 2008, *Handbook of Star Forming Regions*, Volume I, ed. B. Reipurth, 405
- Klessen, R. S., Ballesteros-Paredes, J., Vázquez-Semadeni, E., & Durán-Rojas, C. 2005, *ApJ*, 620, 786
- Kraus, A. L., & Hillenbrand, L. A. 2009, *ApJ*, 704, 531
- Larson, R. B. 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Leung, C. M. 1978, *ApJ*, 225, 427
- Li, D., & Goldsmith, P. F. 2012, *arXiv:1207.0044*
- Luhman, K. L., Mamajek, E. E., Allen, P. R., & Cruz, K. L. 2009, *ApJ*, 703, 399
- Lynds, B. T. 1962, *ApJS*, 7, 1
- Men'shchikov, A., André, P., Didelon, P., et al. 2012, *arXiv:1204.4508*
- Mizuno, A., Onishi, T., Yonekura, Y., et al. 1995, *ApJ*, 445, L161
- Molinari, S., Swinyard, B., Bally, J., et al. 2010, *A&A*, 518, L100
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150
- Mouschovias, T. C., & Ciolek, G. E. 1999, *NATO ASIC Proc. 540: The Origin of Stars and Planetary Systems*, 305
- Myers, P. C. 2009, *ApJ*, 700, 1609
- Narayanan, G., Heyer, M. H., Brunt, C., et al. 2008, *ApJS*, 177, 341
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Ogawa, H., & Fukui, Y. 1996, *ApJ*, 465, 815
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Tachihara, K., & Fukui, Y. 2002, *ApJ*, 575, 950
- Ostriker, J. 1964, *ApJ*, 140, 1056
- Padoan, P., Juvela, M., Goodman, A. A., & Nordlund, Å. 2001, *ApJ*, 553, 227
- Palau, A., de Gregorio-Monsalvo, I., Morata, Ó., et al. 2012, *arXiv:1205.5722*
- Rebull, L. M., Padgett, D. L., McCabe, C.-E., et al. 2010, *ApJS*, 186, 259
- Schmalzl, M., Kainulainen, J., Quanz, S. P., et al. 2010, *ApJ*, 725, 1327
- Schneider, S., & Elmegreen, B. G. 1979, *ApJS*, 41, 87
- Simon, M. 1997, *ApJ*, 482, L81
- Siringo, G., Kreysa, E., Kovács, A., et al. 2009, *A&A*, 497, 945
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Smith, R. J., Shetty, R., Stutz, A. M., & Klessen, R. S. 2012, *ApJ*, 750, 64
- Stodólkiewicz, J. S. 1963, *Acta Astronomica*, 13, 30
- Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., Walmsley, C. M., & Comito, C. 2002, *ApJ*, 569, 815
- Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., & Walmsley, C. M. 2004, *A&A*, 416, 191
- Tafalla, M., & Santiago, J. 2004, *A&A*, 414, L53
- Tafalla, M., Santiago-García, J., Myers, P. C., et al. 2006, *A&A*, 455, 577
- Tatematsu, K., Umemoto, T., Kandori, R., & Sekimoto, Y. 2004, *ApJ*, 606, 333
- Vázquez-Semadeni, E., Kim, J., Shadmehri, M., & Ballesteros-Paredes, J. 2005, *ApJ*, 618, 344
- Vázquez-Semadeni, E., Ryu, D., Passot, T., González, R. F., & Gazol, A. 2006, *ApJ*, 643, 245
- Ward-Thompson, D., André, P., Crutcher, R., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 33

# **5 Friends-In-Velocity (FIVE): Nueva metodología de análisis de estructura de nubes moleculares**

En el Capítulo 4 analizamos la estructura cinemática de la nube de Barnard 213 para investigar los mecanismos de formación de núcleos densos en la nube molecular de Tauro. Como se vio en Hacar et al. (2012), dicho estudio se llevó a cabo mediante la aplicación de un nuevo método para caracterización de la estructura interna de nubes moleculares denominado Friends-In-Velocity (FIVE). Este método comprende una nueva colección de técnicas y algoritmos específicamente desarrollados en esta tesis para el análisis de observaciones de líneas moleculares. En este capítulo describiremos en detalle el diseño y fundamentos del método de FIVE, así como sus principales características y limitaciones. Con ello se espera que este capítulo pueda servir de guía para la posible aplicación general de las técnicas de FIVE en el estudio de otros objetos a partir de observaciones moleculares a gran escala.

## **5.1. Técnicas de caracterización de la estructura interna de nubes a partir de observaciones de líneas moleculares**

La estructura interna de las nubes moleculares está determinada por la acción de la turbulencia, la gravedad y los campos magnéticos (Sección 1.1). Los efectos de estos procesos físicos a diferentes escalas dan forma a las estructuras de gas dentro de las nubes. Esta estructura determina la localización, la masa y el número de estrellas formadas en las nubes moleculares. La caracterización de la estructura interna de las nubes

moleculares es por tanto vital para entender los mecanismos físicos que gobiernan la formación de estrellas.

La estructura interna de las nubes moleculares ha sido investigada observacionalmente mediante todo tipo de estudios de extinción (Alves et al. 2001), emisión del continuo (André et al. 2010) y líneas moleculares (Goldsmith et al. 2008). De entre todas estas observaciones, la información cinemática contenida en los espectros moleculares proporciona la descripción más detallada y rica de la estructura de estos objetos (Goodman 2011). Resulta evidente que las nubes moleculares son objetos dinámicos con una estructura 3D tanto espacial como en velocidades. Sin embargo, el acceso observacional a este espacio de 3+3 dimensiones, posición-posición-posición (PPP) y velocidad-velocidad-velocidad (VVV), es muy limitado. De hecho, la mayoría de observables sólo proporcionan una descripción de la estructura proyectada en el plano del cielo, esto es, en un único plano posición-posición (PP) (e.g. continuo y extinción). Sólo en el caso particular de las observaciones de líneas moleculares puede obtenerse cierta información de la componente espacial asociada a la dirección de observación a partir de la separación por velocidades de las estructuras que forman la nube. En este tipo de observaciones, la información en velocidad proporcionada por los espectros moleculares permite investigar la tercera dimensión espacial de las nubes mediante el estudio de la distribución de la emisión en el (pseudo-)espacio posición-posición-velocidad (PPV).

La identificación y cuantificación sistemáticas de la estructura interna de las nubes a partir de observaciones de líneas moleculares resulta sin embargo extremadamente compleja. Gran parte de la dificultad de este análisis reside en la amplia variedad morfológica de los objetos que se encuentran en el interior de las nubes. Toda clase de filamentos, glóbulos, vacíos y diferentes concentraciones de gas son identificados a diferentes regímenes de densidad dentro de estos objetos (Falgarone et al. 1992). Debido a su naturaleza jerárquica (Larson 1981), estas estructuras están además interconectadas a diferentes escalas dentro de las nubes moleculares. Si bien el nivel de organización interno en estos objetos puede ser cuantificado a partir de métodos estadísticos (funciones de estructura,  $\Delta$ -Varianza...), dada la falta de una topología unificada y de límites claros entre las diferentes estructuras identificadas en las nubes, su caracterización física presenta enormes dificultades matemáticas y computacionales. A todo ello hay que añadir que, por las propiedades intrínsecas de las moléculas (abundancia, excitación, opacidad...), cada especie molecular es únicamente sensible a un determinado rango de

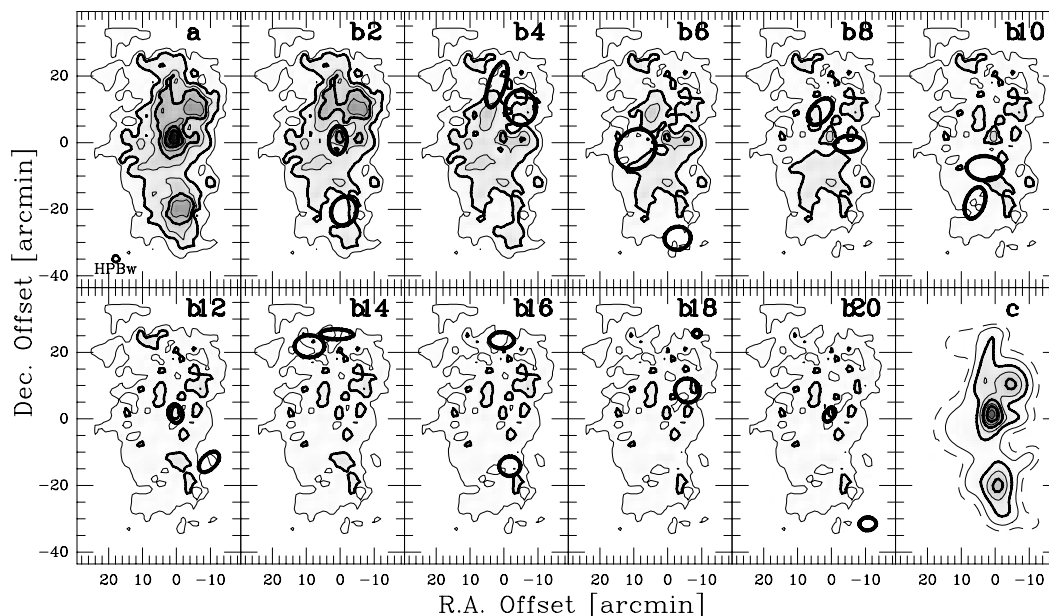


Figura 5.1: Aplicación del algoritmo GAUSSCLUMP para la identificación en clumps a partir de la emisión de  $^{13}\text{CO}$  (2-1) en la región de Orion B South (Kramer et al. 1998). (a) Mapa de la emisión integrada original. (b2-b20) Mapas de la emisión integrada tras la sustracción iterativa de 2 a 20 clumps, respectivamente. Para todos los casos, las elipses en negro indican la posición y tamaño de clumps sustraídos en la iteración anterior. (c) Mapa de emisión integrada construido a partir de la emisión obtenida por el ajuste de los 20 clumps identificados en la región según el algoritmo de GAUSSCLUMP.

densidad (Sección 2.1.2). Toda la información derivada de este tipo de análisis está por tanto sesgada por el tipo de trazador utilizado en cada caso.

A lo largo de las últimas décadas una gran variedad de métodos y algoritmos automáticos han sido propuestos para caracterizar la estructura interna de las nubes a partir del análisis de espectros moleculares. De entre todos ellos, 3 métodos destacan por su relevancia y la extensión de su aplicación: el método de GAUSSCLUMP, el método de CLUMPFIND y el análisis de Dendrogramas.

El método de GAUSSCLUMP (Stutzki & Guesten 1990) surge como uno de los primeros métodos para el análisis de la estructura de las nubes moleculares. GAUSSCLUMP basa su análisis en los resultados observacionales (e.g. Blitz & Shu 1980) que indican que las nubes moleculares están altamente fragmentadas formando un con-

glomerado de pequeños *clumps* de gas de diferentes tamaños<sup>1</sup>. El objetivo de GAUSS-CLUMP es por tanto el de caracterizar las nubes moleculares a partir de su descomposición o segmentación en forma de estos clumps como bloques elementales que determinan la estructura interna fundamental en estos objetos.

La Figura 5.1 muestra la aplicación del método de GAUSSCLUMP durante la caracterización de la estructura interna del gas en la región de Orion B South (Kramer et al. 1998). Como principio fundamental, GAUSSCLUMP asume ad hoc, y por simplicidad matemática y computacional, que la emisión de cada uno de los clumps que forman la nube presenta una estructura gaussiana, tanto en el espacio posición-posición como en el dominio de las velocidades. A partir de esta idea, este método sustrae la emisión de cada clump gaussiano a la emisión total de la nube. En una primera iteración GAUSSCLUMP identifica el máximo absoluto de emisión integrada en el espacio PPV (Figura 5.1a) dentro de un volumen característico unitario definido a tal efecto (píxel unidad;  $\delta V_{PPV}$ ). Mediante un proceso de minimización multiparamétrico, a este máximo se le ajusta una gaussiana 3D que define la emisión asociada a este primer clump (Figura 5.1b2). La sustracción de este ajuste a la emisión total deja además una emisión residual que es utilizada por GAUSSCLUMP para identificar y ajustar un nuevo máximo absoluto que definirá el siguiente clump. La aplicación de este proceso de ajuste de los sucesivos residuos se repite recursivamente hasta un umbral seleccionado que define la emisión extendida o medio intra-clumps (Figura 5.1b20). Este proceso iterativo permite entonces a GAUSSCLUMP descomponer la emisión del espacio PPV en diferentes clumps gaussianos ordenados por su máximo de intensidad (Figura 5.1c).

Una aproximación diferente, aunque con una filosofía similar, es la propuesta por el método de CLUMPFIND (Williams et al. 1994). Este método asume de nuevo que las nubes se encuentran formadas por clumps. Sin embargo, y a diferencia con lo que ocurría en el caso anterior, CLUMPFIND no asume ninguna propiedad geométrica o cinemática para la extracción de clumps. Por contra, asocia la emisión del espacio PPV a los diferentes clumps definidos a partir de los máximos locales de emisión integrada a lo largo de toda la región.

Una versión simplificada de la aplicación del método de CLUMPFIND puede verse en la Figura 5.2 obtenida del artículo de Williams et al. (1994). El método de CLUMP-

---

<sup>1</sup>La palabra inglesa *clump* se refiere a los objetos identificados como pequeñas concentraciones de gas dentro de las nubes. Este término no tiene una traducción directa al español, por lo que hemos decidido mantenerlo en su forma inglesa.

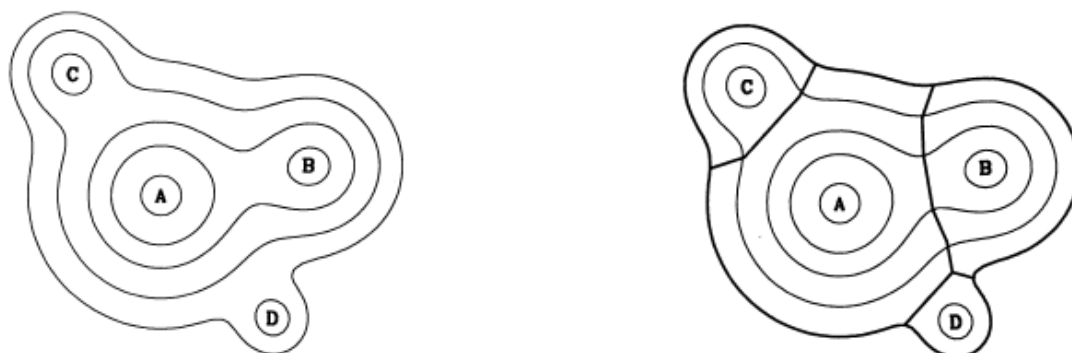


Figura 5.2: Ilustración simplificada de la aplicación del algoritmo de CLUMPFIND para la descomposición de nubes moleculares (Williams et al. 1994). **(Izq.)** Definición de isocontornos e identificación de clumps (A, B, C y D). **(Dcha.)** Asignación de la emisión a los diferentes clumps tras la aplicación del método de CLUMPFIND.

FIND comienza con la definición de los isocontornos de emisión en el espacio PPV (Fig. 5.2 Izq.). Estos isocontornos están determinados a partir de un conjunto de píxeles adyacentes de intensidad similar donde, en este caso, los píxeles unitarios se definen según un elemento de resolución básico dado por el muestreo espacial y espectral de las observaciones. Una vez identificados los isocontornos en el espacio PPV, CLUMPFIND actúa en orden descendente de intensidad, desde los isocontornos más prominentes hasta los más débiles. Los primeros píxeles conectados por un único isocontorno aislado (i.e. los máximos locales de emisión en el espacio PPV) definen los centros de los clumps identificados en la nube. Bajando en intensidad, todos los píxeles confinados por los isocontornos que rodean únicamente a uno de estos máximos locales son asociados directamente a sus correspondientes clumps. Esta asignación continúa hasta que los isocontornos de emisión rodean a más de un clump. En este caso, los distintos píxeles del isocontorno de emisión se asignan al clump más cercano que forman la asociación a partir de un algoritmo de Friends-of-Friends (FoF; ver Sección 5.2) según un criterio de proximidad geométrica en el espacio PPV. Este proceso de asignación de píxeles continúa hasta un nivel de ruido dado, típicamente, en función del RMS de los datos.

Debido a su simplicidad conceptual y computacional, los métodos de GAUSSCLUMP y CLUMPFIND han sido extensamente aplicados para el estudio de las propiedades físicas de las nubes moleculares a partir de su deconvolución en clumps (e.g. Schneider & Brooks 2004). Sin embargo, ambos métodos presentan algunas limitaciones prácticas. Primero, tanto la descomposición de la nube en clumps como el resultado producido por ambos métodos es altamente dependiente de los parámetros definidos para la identificación de los máximos de emisión (distancia mínima entre clumps, saltos en inten-

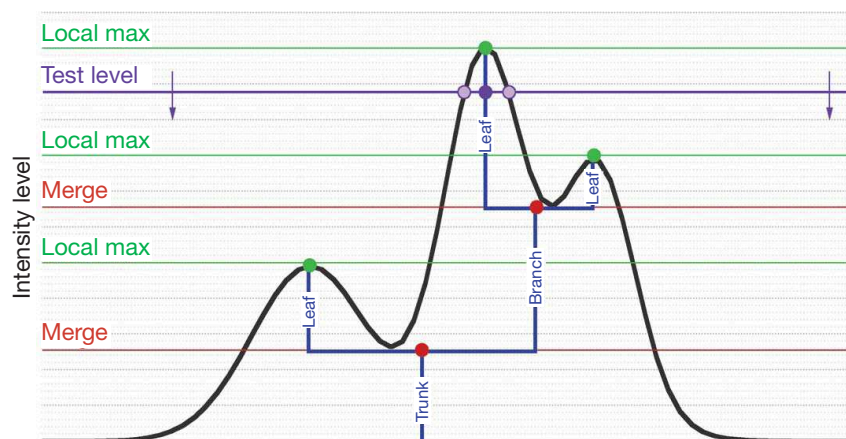


Figura 5.3: Ilustración esquemática del proceso de análisis de Dendrogramas para un caso de emisión 1D (Goodman et al. 2009). La figura muestra como el descenso progresivo del nivel de la emisión de test (en morado) promueve la asignación de la emisión a las diferentes hojas (*Leaves*), identificadas como máximos locales de emisión, y su consiguiente asociación (*Merge*) en sucesivas ramas (*Branches*) hasta la asociación total de la emisión en el tronco (*Trunk*).

sidad, ...) particularmente dentro de regiones compactas o con una alta complejidad cinemática (e.g. Pineda et al. 2009). Por otro lado, estos métodos tienden además (por construcción) a sobrefragmentar las estructuras alargadas en favor de estructuras más concentradas. Por último, tanto GAUSSCLUMP como CLUMPFIND trabajan a un único nivel jerárquico (i.e. los clumps), por lo que no son incapaces de definir ningún tipo de correlación interna entre las estructuras dentro de las nubes moleculares.

El método de análisis de Dendrogramas (Rosolowsky et al. 2008a) trata de paliar las carencias en términos de análisis de estructura y jerarquía de los métodos de segmentación en clumps. Este método surge como una aplicación alternativa de los árboles de estructura (Houllahan & Scalo 1992) para el análisis de datos moleculares. Su objetivo es el de parametrizar la jerarquía interna de la nube a partir de la asociación de estructuras con diferentes niveles de emisión según el análisis de las propiedades de las isosuperficies en el espacio PPV.

Aunque su aplicación técnica es compleja, los fundamentos del método de análisis por Dendrogramas son relativamente sencillos y pueden comprenderse fácilmente a partir de diagramas de árbol como el presentado en la Figura 5.3 (Goodman et al. 2009). Al

igual que ocurre en el caso de CLUMPFIND, la estructura primaria de los Dendrogramas está totalmente determinada por los máximos locales de emisión en el espacio PPV. Dichos máximos se determinan de nuevo a partir de la fragmentación de este espacio en píxeles de emisión y su posterior asociación a partir del cálculo de isosuperficies. Dentro de los Dendrogramas, estos máximos constituye lo que se denominan hojas (*Leafs*), las cuales definen las estructuras de menor nivel en la jerarquía. Actuando de nuevo de manera descendente en emisión, el método de Dendrogramas asocia a estas hojas toda la emisión de las isosuperficies en niveles inferiores siempre y cuando estas isosuperficies contengan a una única hoja primaria. Este proceso de asociación se repite hasta que las isosuperficies contienen más de una hoja (*merging*). En tal caso, las diferentes hojas se fusionan en un nodo formando una única estructura o rama (*Branch*). A efectos posteriores, esta nueva rama actúa como una estructura única similar a las hojas primarias, a la que se le asocia toda la emisión contenida en las isosuperficies con niveles de emisión inferiores. Este proceso de asociación a diferentes de hojas y ramas se aplica hasta llegar al límite que define el nivel raíz (*Root*) y que contiene toda la emisión de la región por encima de un umbral determinado.

Una aplicación del método de Dendrogramas puede verse en la Figura 5.4 (Goodman et al. 2009), donde esta figura muestra además las diferencias intrínsecas en la descomposición del espacio PPV que produce este método comparado con CLUMPFIND. En contraposición a CLUMPFIND, el análisis por medio de Dendrogramas no segmenta la nube en bloques elementales aislados sino que es capaz de codificar las diferentes estructuras jerárquicas siguiendo la correlación de la emisión en el espacio PPV dentro de la nube (Fig. 5.4a y b). Estas diferencias se pueden ver claramente en los distintos árboles de estructura para estos dos métodos. Mientras que en el método de CLUMPFIND (y también en el caso de GAUSSCLUMP) cada máximo local de emisión define uno clump único e independiente (Fig. 5.4d), en el caso de los Dendrogramas las estructuras a pequeña escala se van asociando a partir del análisis de las diferentes hojas y ramas, formando en estructuras cada vez más extensas que engloban a las estructuras de niveles inferiores en jerarquía (Fig. 5.4c).

Aunque efectiva en términos matemáticos, la descomposición del espacio PPV propuesta por los Dendrograma presenta sin embargo problemas a la hora de interpretar físicamente sus resultados. El método de descomposición por Dendrogramas asume implícitamente el denominado principio de biyección por cual existe una relación directa entre el volumen en el pseudo-espacio PPV y el volumen real de la nube definido en el

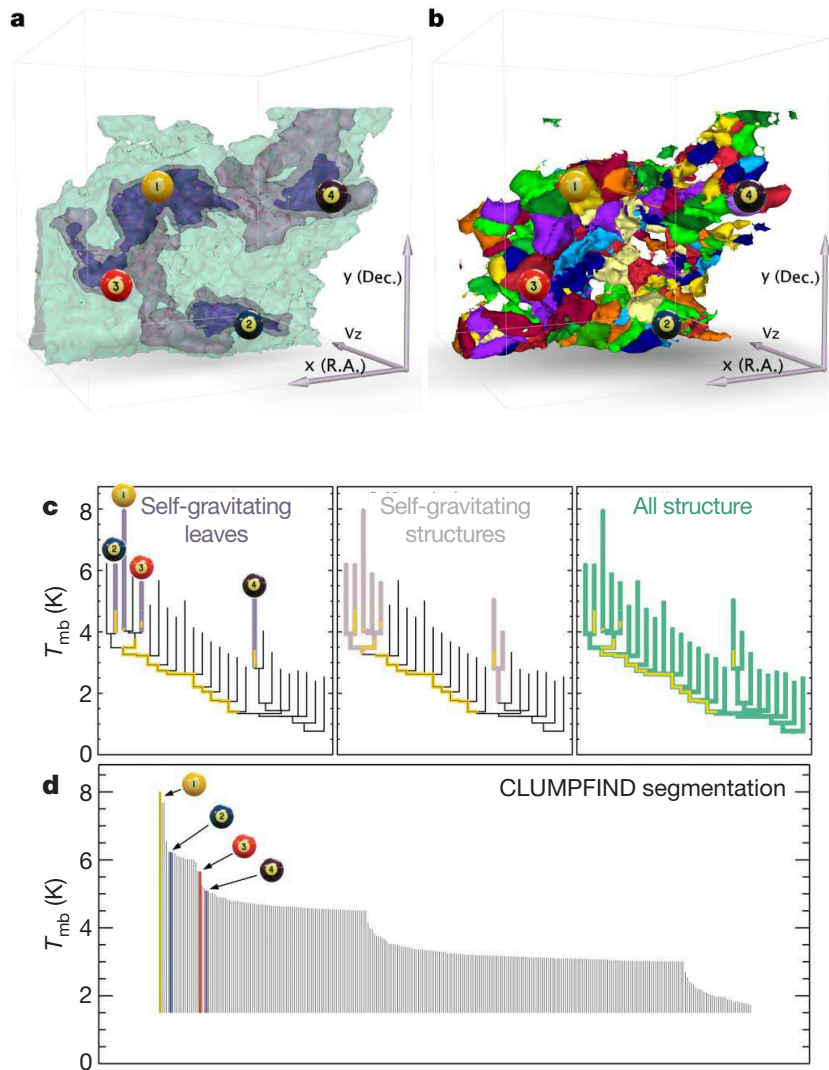


Figura 5.4: Comparación de las diferentes estructuras identificadas por el método de Dendrogramas y el método de CLUMPFIND para el análisis de la emisión de  $^{13}\text{CO}$  (1–0) en la región de L1448 (Goodman et al. 2009). **a)** Representación 3D de las estructuras identificadas por el método de Dendrogramas en el espacio PPV. En morado se identifican los isocontornos que definen las hojas (*Leafs*) del dendrograma caracterizadas por ser estructuras autogravitantes. Por su parte, en rosa se representan aquellas estructuras, o ramas (*Branches*), que contienen varias de estas hojas autogravitantes. Por último, el verde se representa el isocontorno que engloba la emisión más extendida identificado como raíz (*Root*). **b)** Representación en el espacio PPV de los clumps, identificados a partir de sus isocontornos más extendidos y codificados por colores, obtenidos a partir del método de segmentación de CLUMPFIND. **c)** Árboles de estructuras extraídos de la aplicación de los Dendrogramas en esta región. **d)** Representación de la estructura (en forma de pseudo-dendrogramas) dada por el método de CLUMPFIND. Para todos los diagramas, las bolas de billar numeradas indican la posición de las 4 estructuras autogravitantes identificadas en la región por estos dos métodos, tanto en el espacio PPV (Figuras a y b), como en los árboles de estructura (Figuras c y d).

espacio físico PPP (Rosolowsky et al. 2008a). Bajo este paradigma, las isosuperficies de emisión en el espacio PPV se corresponden con las isosuperficies físicas en el espacio PPP, lo que permite vincular de manera directa la estructura jerárquica en ambos espacios. No obstante, este principio de biyección se encuentra limitado por dos factores fundamentales. Primero, múltiples estructuras con velocidades proyectadas similares pueden contribuir a la emisión de un mismo punto en el espacio PPV. Y segundo, cada unidad de volumen físico no contribuye a un único punto en el espacio de velocidades, sino a un determinado rango de esta variable dado por la dispersión interna de velocidades (térmica + turbulenta; Sección 2.1.2) del gas contenido en dicho volumen. Estos dos factores afectan principalmente a la aplicación de los Dendrogramas en zonas con superposición de múltiples componentes en velocidad, lo que complica la interpretación de las propiedades físicas de las estructuras identificadas en tales regiones complejas.

## 5.2. Friends-In-Velocity (FIVE)

En este capítulo presentamos el método de Friends-In-Velocity (FIVE; Hacar et al. 2012). FIVE describe un nuevo conjunto de técnicas de análisis de datos moleculares para la caracterización de las estructuras en velocidad dentro de las nubes. Nuestro anterior trabajo en L1517 nos permitió explorar un amplio abanico de técnicas de análisis cinemáticas a partir de observaciones de líneas moleculares (estudio de centroides y dispersiones, diagramas PV, cálculo de gradientes, oscilaciones, etc). El método de FIVE representa una extensión de muchas de estas técnicas para el estudio general de la estructura interna de nubes moleculares a gran escala.

La diferencia fundamental del método de FIVE respecto a los algoritmos de identificación previos radica en su aproximación al tratamiento de la emisión en los datos moleculares. Como se discutió en la Sección 5.1, todos los métodos anteriores de identificación de estructuras trabajan simultáneamente en las tres dimensiones del espacio PPV. Para facilitar su tratamiento, estos métodos pixelizan la emisión presente en los espectros moleculares tanto espacialmente como en velocidades. A partir de esta descomposición, estos métodos recuperan las estructuras físicas bien mediante la correlación directa de los píxeles en el espacio PPV (CLUMPFIND y Dendrogramas) o bien mediante el ajuste simultáneo de la emisión en las tres dimensiones espaciales y en velocidad (GAUSSCLUMP). Por contra, el método de FIVE fundamenta su análisis de estructura

en el estudio de las componentes del gas como unidades físicas fundamentales. En este sentido, FIVE asume que cada una de las estructuras físicas continuas en el espacio PPP están formadas por una única componente en velocidad. Basado en esta hipótesis, FIVE está diseñado para reconocer dichas estructuras a partir del estudio de la distribución espacial de las componentes del gas detectadas mediante observaciones moleculares. Para llevar a cabo este proceso, FIVE actúa en 2 pasos sucesivos, primero en velocidad (1D) y luego espacialmente (2D). En la primera de estas fases FIVE realiza una identificación de las componentes del gas por velocidades a partir del análisis directo de los espectros individuales. Con tal objetivo, FIVE desarrolla un nuevo sistema semiautomático y supervisado de descomposición de la emisión en múltiples gaussianas (Sección 5.3). Tras la caracterización de los espectros, y en una fase posterior, FIVE utiliza un algoritmo específicamente diseñado para reconocer las componentes con patrones coherentes en velocidad a partir del análisis de los centroides de línea en el espacio PPV (Sección 5.4).

La implementación de cada uno de estos procesos de descomposición e identificación de componentes se lleva a cabo a partir de 2 nuevos programas específicamente desarrollados en esta tesis para FIVE. Ambos programas están implementados en plataformas de software libre y están adaptados al tipo y la estructura de datos disponibles en nuestros estudios de nubes moleculares. Primero, el proceso de identificación de componentes se basa en una nueva rutina desarrollada dentro del paquete CLASS<sup>2</sup> del software GILDAS<sup>3</sup> para el análisis de observaciones de líneas moleculares en el rango milimétrico. Por su parte, el algoritmo de identificación de estructuras de FIVE está formado por un conjunto de rutinas desarrolladas dentro del paquete de software de computación estadística R<sup>4</sup>.

El método de FIVE surge a partir de las investigaciones llevadas a cabo en la región de Barnard 213 (Capítulo 4). El desarrollo de los procedimientos de descomposición gaussiana y caracterización de coherencia están por tanto optimizados para el estudio de nuestras observaciones a gran escala. Dichas observaciones consisten en 2 mapas completos de esta región para las transiciones de C<sup>18</sup>O (1-0) y N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> (1-0). Cada uno de ellos cubre un área total de  $\sim 1.6 \text{ deg}^2$  con una resolución de  $\Theta_{FWHM} = 60 \text{ arcsec}$  y un muestreo uniforme Nyquist cada medio haz ( $\Theta_{FWHM}/2 = 30 \text{ arcsec}$ ). Como resultado de las observaciones se dispone de más de 23000 espectros para cada una de las líneas

---

<sup>2</sup>CLASS: <http://iram.fr/IRAMFR/GILDAS/doc/html/class-html/class.html>

<sup>3</sup>GILDAS: <http://iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

<sup>4</sup>R-projec: <http://www.r-project.org/>

moleculares anteriores. En las secciones siguientes presentaremos de forma detallada la metodología seguida por FIVE para la identificación de estructuras a partir del análisis de datos moleculares. Para ello, abordaremos esta exposición tanto desde un punto de vista formal del propio método como a partir de su aplicación en el estudio de nuestras observaciones en Barnard 213.

### 5.3. Proceso de descomposición de la emisión por componentes y ajuste de gaussianas

El primer paso del método de FIVE se basa en la descomposición de la emisión por velocidades a partir del ajuste gaussiano de las diferentes componentes del gas presentes en los espectros individuales. Este tipo de ajustes presenta numerosas ventajas para el análisis de datos moleculares a gran escala. Por un lado, el estudio por componentes y su caracterización mediante ajustes gaussianos permite obtener una descripción completa y sistemática de toda la información cinemática del gas en términos sencillos (i.e. velocidades típicas y dispersiones internas). Dicha descomposición facilita además el posterior análisis de las estructuras cinemáticas presentes en la nube (identificación, obtención de propiedades físicas, etc; Secciones 5.4 y 5.5). Por otro lado, la descomposición de los espectros por componentes evita muchos de los problemas de asignación de la emisión a estructuras físicas del espacio PPP. Comparado con los métodos anteriores, el ajuste de una distribución característica (gaussiana) para cada una de las componentes de los espectros permite desentrañar de manera automática la emisión de estructuras superpuestas en velocidad (*blending*) basándose únicamente en las propiedades intrínsecas de la distribución en velocidad de las líneas (ver a continuación).

Un ejemplo de este tipo de descomposiciones es nuestro propio estudio de la región de L1517 (Capítulo 3). La aplicación de las técnicas desarrolladas en L1517 para el análisis de gaussianas se encuentran no obstante muy limitadas. Como se vio en (Hacar & Tafalla 2011), gran parte de la descomposición gaussiana llevada a cabo en L1517 se fundamentó en la presencia mayoritaria de espectros con una única componente en velocidad (i.e. el 92 % de C<sup>18</sup>O (1-0) y el 100 % de los espectros de N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> (1-0)). A esta especial característica cinemática se unió el hecho de que toda la emisión del gas en la nube se encuentra acotada en un rango de velocidades de 1.25 km s<sup>-1</sup>. La simplicidad en los perfiles de línea y su baja variabilidad permitió entonces que la mayor parte

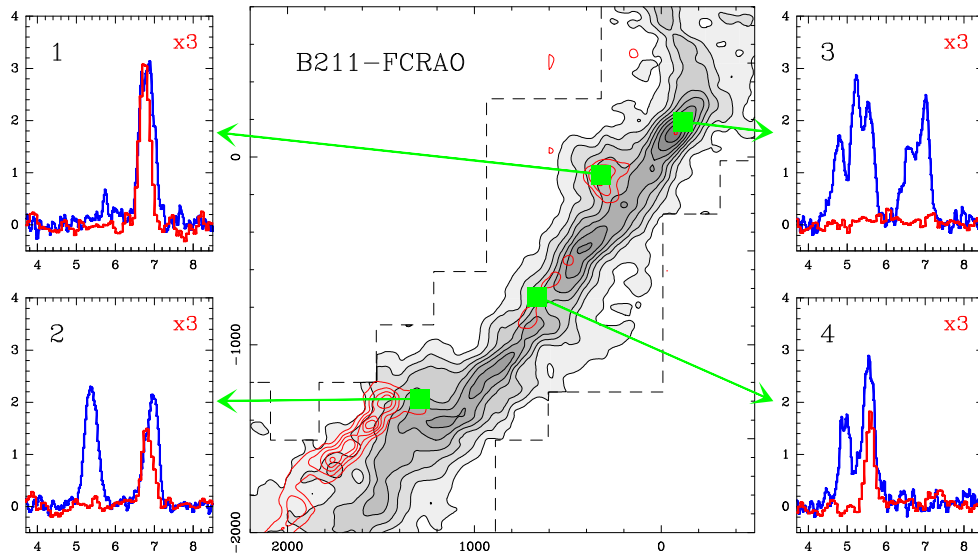


Figura 5.5: Ilustración de la complejidad cinemática presente en nuestros datos de Barnard 213 en comparación con la sencilla estructura en regiones como L1517 (Véase la Fig. 6 de Hacar & Tafalla 2011). (Centro) Mapa de la emisión integrada de  $C^{18}O$  (1-0), en escala de grises, comparada la emisión integrada de  $N_2H^+$  (1-0), en rojo, en la región de B211-213 obtenida a partir de los datos del FCRAO. (Laterales) Espectros seleccionados de  $C^{18}O$  (2-1) (azul) y  $N_2H^+$  (1-0) (rojo; componente aislada multiplicada por 3) observados con IRAM30m para 4 posiciones (x,y) [arcsec] a lo largo de esta región: (1) (322,-94), (2) (-1290,-1290), (3) (-118,186) y (4) (665,-744). En todos estos espectros el eje de abscisas se corresponde con el eje en velocidades (calibrado en  $km\ s^{-1}$ ), mientras que el eje de ordenadas está calibrado en  $T_B$  (en K).

del ajuste por gaussianas pudiera realizarse a partir de rutinas automáticas de CLASS dando como único parámetro inicial un valor típico de la velocidad del gas en la nube. La descomposición gaussiana del espacio de velocidades no resulta sin embargo tan sencilla para regiones con una estructura cinemática más intrincada. La Figura 5.5 muestra un caso límite que ilustra la complejidad de este tipo de análisis en la región de B211-213. A partir de la inspección visual de los datos de  $C^{18}O$  (2-1) mostrados en esta figura puede verse cómo dentro de esta región existe una presencia generalizada de espectros con componentes múltiples. Esta complejidad alcanza en algunos casos niveles extremos con espectros donde se identifican 3, 4 y hasta 5 componentes en velocidad a lo largo de la misma dirección de observación (Fig. 5.5). Dichas componentes cambian además tanto en número como en su velocidad central respecto a las observadas a lo largo de la nube en un rango de  $\sim 3.5\ km\ s^{-1}$ . Esta riqueza cinemática presente en los espectros en nubes como Barnard 213 hace entonces que un análisis tan básico como el desarrollado para L1517 no pueda exportarse directamente para el estudio general de este tipo de regiones.

A pesar de su complejidad cinemática, incluso en regiones como B211 las componentes del gas presentan ciertos patrones característicos. Aunque variables, una inspección directa de los datos individuales muestra que las diferentes componentes del gas son reconocibles a velocidades no muy diferentes en múltiples espectros y de manera continua en escalas típicas de algunos centenares de arcsec. Esta correlación espacial entre componentes resulta de especial interés a la hora de caracterizar colecciones de espectros próximos a partir de un número reducido de parámetros iniciales. En concreto, la distancia máxima a la que se puede identificarse esta correlación espacial puede utilizarse para definir una escala típica de correlación  $L_{corr}$ . Por su propia construcción, todos los espectros contenidos dentro de esta escala presentan propiedades cinemáticas similares (número de componentes, velocidad, anchura...). Invirtiendo este argumento, y siempre dentro de esta escala  $L_{corr}$ , el comportamiento individual de cada uno de estos espectros puede entonces predecirse, en primera aproximación, a partir de un único espectro característico representativo. Aprovechando entonces esta propiedad, el método FIVE desarrolla un nuevo sistema semiautomático y supervisado de ajuste de múltiples componentes en datos gran escala a partir de su división en pequeños grupos de espectros.

El proceso seguido por FIVE para la descomposición gaussiana de la emisión por componentes se lleva a cabo mediante un método de selección y análisis de espectros en 5 pasos o niveles. Apoyándonos en la Figura 5.6 detallaremos a continuación cada uno de ellos así como su aplicación en el tratamiento de los datos de  $C^{18}O$  (1-0) en Barnard 213:

### 1. Definición de subcampos

FIVE comienza su proceso de ajuste con la partición del volumen total de datos en pequeños grupos de correlación. Para ello, y a partir de la inspección visual de los espectros, se identifica la longitud o escala de correlación  $L_{corr}$  dentro de la región a estudio. Esta escala define entonces el tamaño típico del subcampo ( $L_{corr} \times L_{corr}$ ) que será utilizado como unidad básica en el ajuste de gaussianas.

### 2. Selección de espectros

Como se discutió en el caso de L1517, el análisis cinemático del gas a partir de la descomposición en gaussianas depende de manera crítica de la precisión en las medidas del centroide de velocidad  $V_{lsr}$  y la anchura a media potencia  $\Delta V$ . De acuerdo con Goodman et al. (1993), una determinación precisa de estos dos pa-

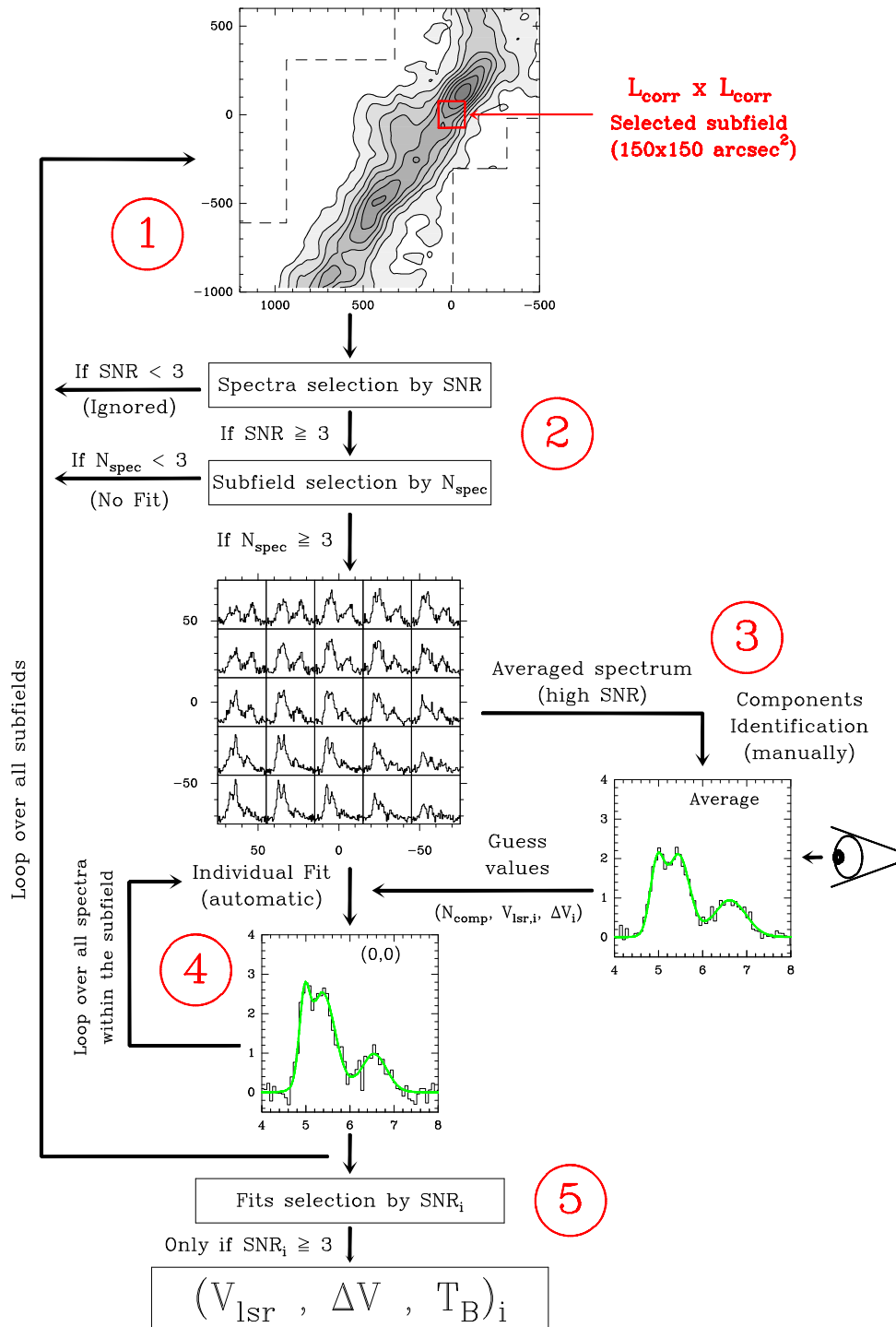


Figura 5.6: Diagrama esquemático que describe los 5 pasos del proceso de ajuste de múltiples gaussianas en el método de FIVE: (1) Selección del subcampo. (2) Selección de espectros. (3) Obtención de las características generales del subcampo a partir del espectro promedio. (4) Ajuste de los espectros individuales. (5) Selección final de ajustes. Esta figura ilustra el proceso de descomposición gaussiana en Barnard 213 para el caso del subcampo centrado en la posición de  $(x,y)=(0,0)$ . En este caso los  $N_{\text{spec}} = 25$  espectros del subcampo satisfacen las condiciones de selección tanto a nivel individual como a nivel de grupo. El promedio de los espectros muestra la presencia de 3 componentes independientes centradas a velocidades  $\sim 5.0, 5.4$  y  $6.6 \text{ km s}^{-1}$  respectivamente. FIVE utiliza entonces estos valores como parámetros iniciales para ajustar de manera automática cada uno de los espectros individuales dentro de este subcampo.

rámetros sólo es posible para líneas con al menos  $\text{SNR} \geq 3$ . La obtención de una medida fiable para estas dos variables hace entonces que, incluso aunque sea posible realizar su ajuste, todas las componentes con  $\text{SNR} < 3$  deban ser eliminadas directamente del análisis. Normalmente, y como ocurrió en L1517, esta discriminación de componentes se realiza una vez terminado el proceso de descomposición de la emisión. El proceso de ajuste de gaussianas puede sin embargo mejorarse y acelerarse si se realiza una selección previa de los espectros considerados para el mismo eliminando (a priori) aquellos que directamente no vayan a superar el umbral de detección establecido por el criterio de SNR anterior.

A partir de estas consideraciones, y con el objetivo de optimizar los procesos de ajuste y descomposición finales, el método de FIVE lleva a cabo una selección de espectros en 2 fases diferenciadas, una a nivel de los espectros individuales y otra a nivel del propio subcampo:

- El primer nivel de selección se centra en el comportamiento de los espectros individuales respecto al RMS típico. En este primer paso se calcula en primer lugar el RMS típico de los espectros en toda la región ( $\text{RMS}_0$ ). A partir de ese valor, se eliminan todos aquellos espectros que no tienen al menos un canal con una emisión con  $\text{SNR} \geq 3 \times \text{RMS}_0$  dentro del rango de velocidades presentes en la nube.
- Tras ello, y en segundo lugar, se realiza una selección a nivel del subcampo como unidad. En este paso, se determina el número de espectros que han superado el primer criterio de selección dentro del subcampo ( $N_{\text{spec}}$ ). El número de espectros  $N_{\text{spec}}$  determinará entonces si los espectros dentro del subcampo serán ajustados. Dos posibilidades existen en este caso: (1) si  $N_{\text{spec}} < 3$ , el subcampo es descartado y todos sus espectros son ignorados en el ajuste; y (2) si  $N_{\text{spec}} \geq 3$ , el campo es aceptado por el método y los  $N_{\text{spec}}$  espectros que cumplieron el criterio de selección anterior pasan a la siguiente fase de ajuste.

### 3. Obtención de las características generales del subcampo a partir del espectro promedio

Como comentamos anteriormente, la método de ajuste de gaussianas se basa en estimar la propiedades típicas de las diferentes componentes del gas dentro de cada subcampo (i.e.  $N_{\text{comp}}$ ,  $V_{\text{lsr},i}$  y  $\Delta V_i$ ). En FIVE todas estas propiedades se determinan a partir de un espectro característico que define el comportamiento general de

los espectros dentro del subcampo. Por simplicidad de cálculo, el método de FIVE toma como espectro prototípico del subcampo su espectro promedio. Este espectro promedio resulta además como un espectro de alta calidad. Como puede verse en los espectros presentados en la Fig. 5.6, el ruido de muchos de espectros individuales plantea dudas a la hora de identificar el número exacto de componentes presentes en los mismos. El RMS de un espectro prototípico calculado a partir del promedio resulta sin embargo unas  $\sim 1/\sqrt{N_{spec}}$  veces inferior al de los espectros aislados. La identificación y ajuste de componentes en un espectro como éste es entonces no sólo representativa de la región, sino también mucho más fiable que en cualquiera de los espectros dentro del subcampo<sup>5</sup>.

Una vez obtenido este espectro promedio, el siguiente paso consiste en caracterizar sus propiedades fundamentales a partir de su ajuste gaussiano. Este proceso de ajuste se lleva a cabo según una minimización en CLASS de un perfil de múltiples gaussianas. Aunque automatizado, este tipo de ajustes multiparamétricos necesita al menos unos valores iniciales aproximados, tanto para el número de componentes ( $N_{comp}$ ) como sus velocidades centrales ( $V_{lsr,i}$ ). A tal efecto, los valores de  $N_{comp}$  y  $V_{lsr,i}$  se introducen manualmente tras su identificación visual a partir de este espectro promedio. Puede darse el caso no obstante en que, incluso en este promedio de alta calidad, puedan existir dudas a la hora definir visualmente el número exacto de componentes. Sólo en esa situación se procede a la identificación de las mismas a partir inspección de los espectros dentro del subcampo. Si se da este caso, la decisión final de incluir componentes adicionales se toma si, y sólo si, dichas componentes se observan en más de 3 espectros individuales.

#### 4. Ajuste de los espectros individuales

Una vez determinadas las características típicas de cada grupo, sólo resta obtener el ajuste de los espectros individuales dentro del subcampo. Para ello el método de FIVE lleva a cabo un proceso de ajuste en CLASS tomando ahora como valores iniciales los valores deducidos del ajuste del espectro promedio proporcionados en el paso anterior. Dicho ajuste se lleva a cabo de manera automática en cada uno de los  $N_{spec}$  espectros individuales del subcampo que cumplieron los criterios de

---

<sup>5</sup>Nótese que la selección de los subcampos planteada en el paso 2 tiene parte de su fundamento en este ajuste posterior del espectro promedio. En particular, la selección del valor de  $N_{spec} \geq 3$  como caso límite para diferenciar el ajuste o no del subcampo asegura entonces que el RMS del espectro promedio sea, al menos,  $\sqrt{3} = 1.7$  veces inferior al el RMS de los espectro individuales.

los Niveles 1 y 2, dejando libres todos los parámetros de ajuste de cada una de las componentes ( $V_{lsr,i}$ ,  $\Delta V_{FWHM,i}$  y  $T_{B,i}$ ).

### 5. Selección final de ajustes

Repitiendo cada uno de los pasos anteriores (Niveles 1-4) en los diferentes subcampos este método es entonces capaz de obtener el ajuste gaussiano de todos los espectros de la zona de estudio. Para finalizar, y para asegurar de nuevo la calidad de los resultados, el proceso de descomposición gaussiana se completa con una selección final de los ajustes según su relación SNR comparada con el ruido específico de cada espectro individual ( $RMS_i$ ). Como último paso, se eliminan entonces todos los ajustes con  $T_B$  tal que su  $SNR < 3 \times RMS_i$ .

En el caso particular de Barnard 213, y siguiendo el desarrollo del método de FIVE de la Figura 5.6, el tamaño del subcampo típico se define según una escala  $L_{corr} = 150$  arcsec. Para un muestreo como el que disponemos en nuestros mapas finales de 30 arcsec, el subcampo de  $150 \times 150$  arcsec<sup>2</sup> se corresponde entonces con una región de  $5 \times 5$  espectros. El análisis global de los espectros de Barnard 213 muestra un  $RMS_0$  típico  $\sim 0.3$  K. De acuerdo con los criterios de selección de los Niveles 1 y 2, FIVE sólo considera para su ajuste aquellos espectros que tienen al menos un canal con  $T_B \geq 0.9$  K y que pertenecen a grupos de al menos  $N_{spec} \geq 3$  espectros. De acuerdo con Onishi et al. (1996), las líneas de C<sup>18</sup>O (1-0) en Tauro presentan una  $\Delta V$  típicamente de  $\sim 0.5$  km s<sup>-1</sup>. Siguiendo un criterio Nyquist, la identificación de componentes en los espectros promedio de cada subcampo se limita a líneas moleculares separadas al por al menos  $\sim 0.25$  km s<sup>-1</sup>, esto es, 3 canales de velocidad según la resolución espectral de los datos disponibles ( $\delta V = 0.07$  km s<sup>-1</sup>). Con este criterio se han ajustado los espectros promedio de cada uno de los subcampos, cuyos resultados se aplican en el ajuste posterior de los espectros individuales en los Niveles 3 y 4. Por último, y ya una vez obtenida la descomposición de todos los espectros disponibles, se realiza la última selección de los ajustes según los criterios del Nivel 5 anteriores.

Esta sencilla descomposición por grupos de espectros permite a FIVE obtener el ajuste gaussiano de grandes volúmenes de datos moleculares. En Barnard 213, a partir de la aplicación de este método ha sido posible la descomposición sistemática y multi-componente de los  $\sim 23000$  espectros de C<sup>18</sup>O (1-0) obteniéndose como resultado más de 11000 ajustes individuales con  $SNR \geq 3$ . Este método supervisado desarrollado por FIVE optimiza además el tiempo necesario para realizar el proceso de descomposición

gaussiana. Comparado con el ajuste de los espectros individuales, esta estrategia semi-automática por grupos de espectros correlacionados incrementa la velocidad de descomposición por componentes en un factor de (al menos)  $N_{subfield} \times S_{fitted}^{-1}$ , siendo  $N_{subfield}$  el número típico de espectros por cada subcampo y  $S_{fitted}$  el ratio entre el número de subcampos rechazados ( $S_{rejected}$ ) frente al número de subcampos totales ( $S_{tot}$ ) dentro de la zona de estudio definido como  $S_{fitted} = \frac{S_{tot} - S_{rejected}}{S_{tot}}$ . En el caso de Barnard 213, con  $N_{spec} = 25$  espectros y  $S_{fitted} \sim 0.5$ , el incremento de la eficiencia y velocidad de ajuste de FIVE se estima en un factor  $\sim 50$  respecto al ajuste individual de espectros.

## 5.4. Algoritmo de identificación de estructuras coherentes en velocidad

Como se mencionó anteriormente, el objetivo de FIVE es la caracterización de patrones de velocidad dentro de la estructura del gas a partir de la correlación espacial de las componentes por velocidad. El resultado del proceso de ajuste de gaussianas anterior es la descomposición total de la emisión presente en los espectros en función de sus componentes constituyentes y su parametrización en términos de su centroide de velocidad ó velocidad típica ( $V_{lsr}$ ), su anchura a media potencia ( $\Delta V$ ) y su temperatura de brillo ( $T_B$ ) (Sección 2.1.2). De entre estos tres parámetros que describen la emisión de las componentes del gas, el centroide de velocidad resulta sin duda el más relevante para nuestro análisis cinemático. La obtención de los centroides de línea hace que cada una de las componentes del gas observada en los espectros quede caracterizada de manera unívoca a partir de un único punto en el espacio PPV definido según las coordenadas  $(x, y, V_{lsr})$ . Asumiendo que cada una de las componentes de los espectros describen la emisión del gas de diferentes estructuras físicas, FIVE usa entonces el estudio estadístico de la distribución y continuidad de los centroides de velocidad en el espacio PPV para investigar la estructura 3D de la nube.

Un resultado directo que puede deducirse del estudio de la distribución de de los centroides de línea en regiones como B211-213 es la alta tendencia que tienen las componentes de diferentes espectros para agruparse por velocidades en estructuras a gran escala. Una muestra de ello puede verse a partir del análisis visual del espacio PPV en la Figura 5.7. En esta figura se representan la distribución de los centroides de línea obtenidos según nuestra descomposición por componentes de los espectros de  $C^{18}O$  y

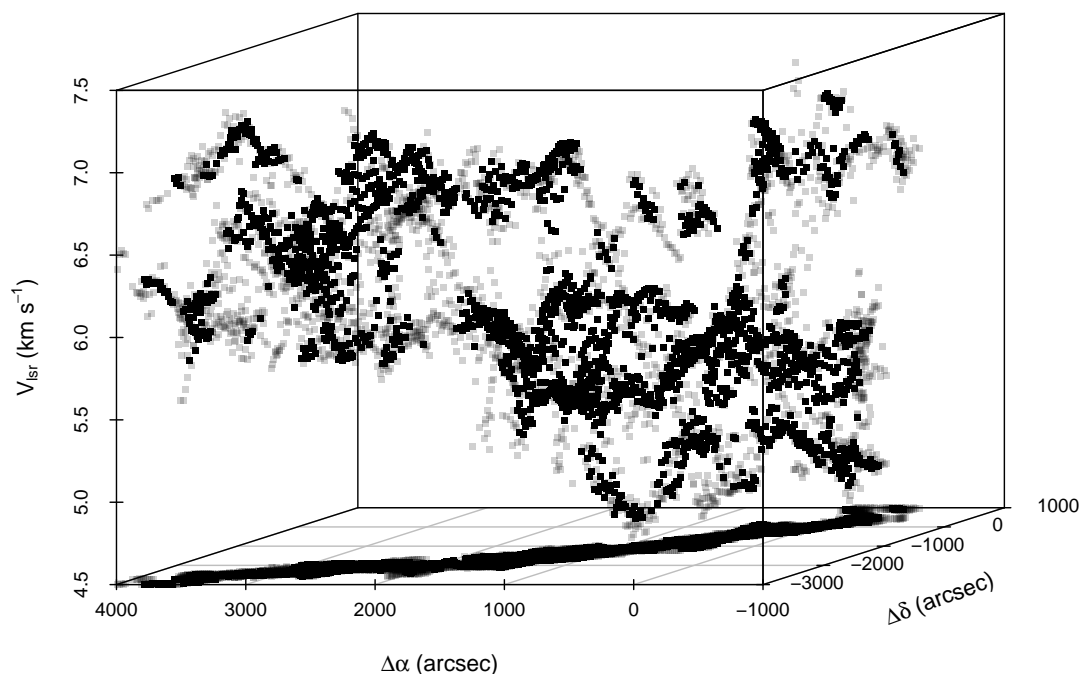


Figura 5.7: Diagrama PPV de los centroides de velocidad deducidos del ajuste de espectros en la región de B211-213, donde se incluyen tanto los puntos de  $C^{18}O$  como los de  $N_2H^+$  (Ver sección 5.5). La opacidad del punto corresponde con la SNR del ajuste, ya sea  $SNR \geq 3$  (semi-transparente) o  $SNR \geq 6$  (opaco). Para facilitar el reconocimiento de las diferentes regiones, todos estos puntos se encuentran proyectados además sobre el plano inferior del cubo el cual define a su vez el espacio PP.

$N_2H^+$  en esta región (Ver sección 5.5). Como puede apreciarse directamente de esta figura, los centroides velocidad se concentran mayoritariamente en pequeños rangos de velocidad de unas pocas fracciones de  $km\ s^{-1}$  formando estructuras alargadas y oscilatorias dentro del espacio PPV.

Para cuantificar el nivel de estructura cinemática de los centroides de línea en el espacio PPV hemos definido un nueva variable estadística a la que hemos denominado *parámetro de afinidad*, la cual representa el número de puntos cercanos en el espacio PPV respecto a un punto dado. En otras palabras, este parámetro representa el número de espectros cercanos que contienen componentes con una velocidad similar al de una componente de referencia. Una medida estadística de este parámetro para todos los puntos del espacio PPV proporciona entonces una medida objetiva del nivel de agrupación de los centroides de velocidad. La Figura 5.8 muestra el histograma de la distribución del parámetro de afinidad para todos los datos de Barnard 213. Para ello, el parámetro de afinidad se ha calculado (ad hoc) según el número de puntos del espacio PPV con-

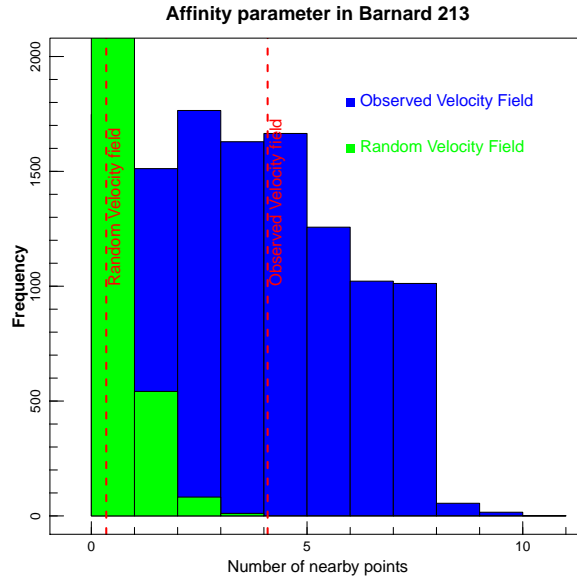


Figura 5.8: Histograma de la distribución del parámetro de afinidad calculado para todos los centroides de  $C^{18}O$  con  $SNR \geq 3$  medidos en Barnard 213 (azul) comparados con una población de puntos con las mismas características espaciales pero una distribución aleatoria de velocidad (verde). Las líneas verticales en rojo muestran los valores promedio para cada una de estas dos distribuciones.

tenidos dentro de un volumen de  $\delta V_{PPV} = 60 \text{ arcsec} \times 60 \text{ arcsec} \times 0.1 \text{ km s}^{-1}$  centrado en cada una de las posiciones  $(x, y, V_{LSR})$  que definen a las componentes del gas ajustadas en los espectros. Tomando como referencia el volumen  $\delta V_{PPV}$  anterior, el parámetro de afinidad medido en los datos de Barnard 213 (azul) indica que las componentes en velocidad tiende a agruparse en bloques de típicamente  $\sim 5$  puntos (= parámetro de afinidad + punto central). Utilizando un cálculo similar se ha determinado el mismo parámetro de afinidad para un campo de velocidad aleatorio, esto es, una colección de centroides con el mismo número de puntos y con las mismas propiedades espaciales pero con una distribución aleatoria de velocidades (verde). En este caso, el valor del parámetro de afinidad se encuentra típicamente entre 0 y 1, lo que indica que los centroides con velocidades aleatorias suelen estar relativamente aislados en el espacio PPV. La comparación del parámetro de afinidad en estas dos distribuciones permite entonces afirmar que el origen de esta organización por velocidades no se debe a un fenómeno estocástico. Por otro lado, y como puede verse de nuevo en la Fig. 5.7, la escala máxima a la que se produce esta correlación cinemática alcanza tamaños del orden de varios centenares de arcsec, esto es  $\gg L_{corr}$ . Por tanto su origen tampoco puede ser atribuido a un posible sesgo introducido por nuestro método de ajuste. La observación generalizada de este tipo de patrones en la distribución de los centroides de velocidad a gran escala

sólo puede indicar entonces una organización sistemática de las componentes del gas ya preexistente en la nube.

Esta clase de estructuración cinemática de las componentes del gas tiene enormes similitudes con algunos de nuestros resultados anteriores. En Hacar & Tafalla (2011), definimos las estructuras “*coherentes en velocidad*” como aquellas estructuras cinemáticas caracterizadas por presentar campos continuos de velocidad dominados por movimientos internos subsónicos. En términos observacionales este tipo de estructuras se identificaron a partir de la continuidad espacial (PP) y en velocidad (PV) de los centroides de línea (e.g. Fig.11 de Hacar & Tafalla 2011). La observación generalizada de estructuras continuas en el espacio PPV (esto es, simultáneamente en los espacios PP y PV) dentro de pequeños rangos de velocidad como las observadas en B211 sugiere por tanto la presencia masiva de estructuras coherentes en velocidad dentro de este tipo de regiones complejas.

Para identificar estas estructuras coherentes en velocidad FIVE utiliza un nuevo algoritmo automático específicamente diseñado para reconocer agrupaciones de puntos dentro del espacio PPV. Todas las estructuras físicas en velocidad han sido previamente atomizadas espacialmente en componentes durante la caracterización de los espectros llevada a cabo por la descomposición gaussiana de la emisión (Sección 5.3). El objetivo de este algoritmo es por tanto reconstruir y recuperar las estructuras coherentes en velocidad presentes en nuestros datos a partir del análisis por velocidades de la continuidad espacial de los centroides de línea.

Para ilustrar el proceso de identificación de estructuras coherentes llevado a cabo por FIVE utilizaremos un ejemplo sencillo como el presentado en la Figura 5.9. Por simplicidad, en este caso supondremos que la estructura interna de la nube a estudio se restringe únicamente a dos estructuras coherentes en velocidad, cada una de ellas definidas por una única componente independiente. Supondremos además que hemos realizado un ajuste de gaussianas como el descrito en la Sección 5.3 y que tenemos entonces información tanto de la emisión en el espacio PP (Figura 5.9 Izq.) como de la distribución de centroides en el espacio PPV (Figura 5.9 Dcha.). A partir de una simple inspección de las figuras anteriores puede verse que los ajustes de los espectros en este tipo de objetos siguen dos comportamientos claros:

- Dado un ruido uniforme para todos los espectros, los ajustes con mayor SNR se concentran cerca del eje principal de cada una de estas estructuras (Figura 5.9 Izq.).

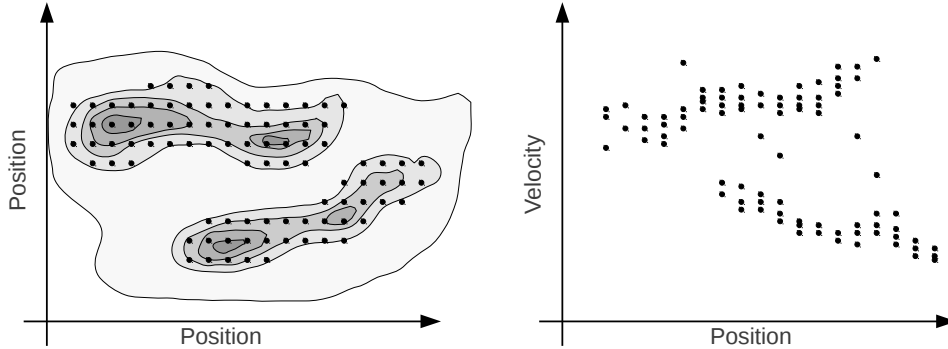


Figura 5.9: Ejemplo ilustrativo y simplificado de la observación (simulada) de una nube formada por 2 estructuras coherentes en velocidad. **(Izq.)** Distribución de la emisión (escala de grises) y posiciones observadas con ajustes de  $\text{SNR} \geq 3$  (puntos negros) en el espacio PP. **(Drcha.)** Distribución de los centroides de velocidad de los puntos observados en el espacio PV. Nótese que, aunque este ejemplo simplificado presenta la proyección de los centroides de línea sobre un único eje espacial, todas las consideraciones hechas en este espacio PV pueden aplicarse directamente al análisis general del espacio PPV llevado a cabo por FIVE.

- Dentro de cada una de estos objetos coherentes, los centroides de velocidad de sus componentes definen estructuras simples y continuas en el espacio PPV (Figura 5.9 Drcha.).

Basándonos en las propiedades anteriores, el objetivo del nuevo algoritmo de FIVE es por tanto reconstruir las estructuras coherentes en velocidad a partir del análisis de las propiedades de las componentes derivadas del ajuste gaussiano teniendo en cuenta (1) la conexión cinemática de los centroides de línea en el espacio PPV y (2) la relación de los ajustes con estas estructuras en función de su SNR. Para ello, este algoritmo sigue un procedimiento secuencial de identificación, conexión y asociación de todos los puntos del espacio PPV dividido en 3 niveles o etapas de asignación:

- Paso 1: Identificación de puntos intensos con alta densidad en el espacio PPV.
- Paso 2: Definición de estructuras coherentes en velocidad.
- Paso 3: Asociación de puntos próximos.

Siguiendo el ejemplo anterior y la Figura 5.10, discutiremos en detalle cada uno de estos pasos.

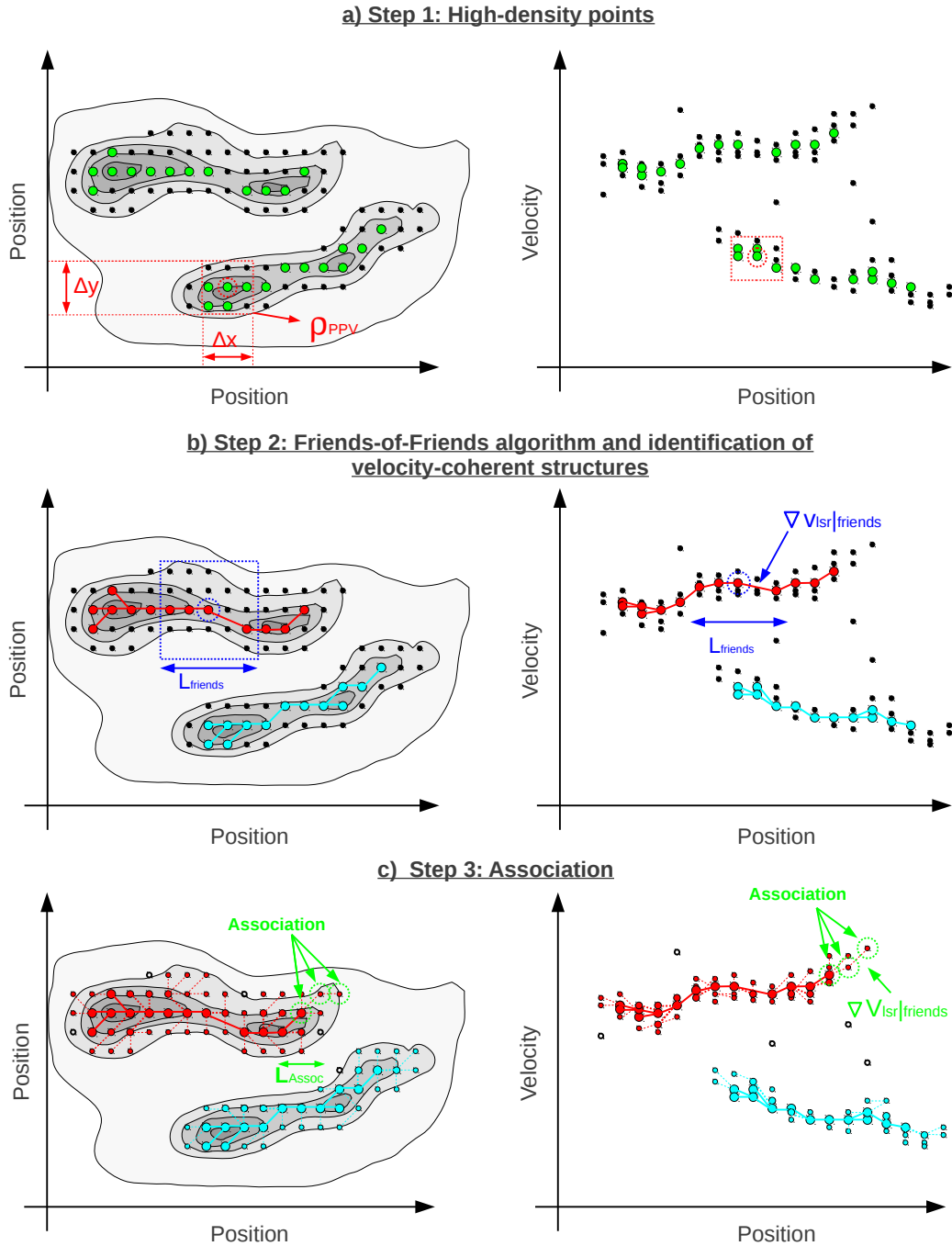


Figura 5.10: Ilustración esquemática del desarrollo del algoritmo de FIVE para el ejemplo presentado en la Fig.5.9. (a) Paso 1: Identificación de puntos de alta densidad en el espacio PPV. Los puntos verdes representan los puntos seleccionados en este nivel siguiendo los criterios de SNR y  $\rho_{PPV}$  propuestos según el texto. Las líneas rojas definen los límites del volumen  $\Delta x \times \Delta y \times \Delta V_{Isr}$  donde se calcula el parámetro de pseudo-densidad  $\rho_{PPV}$  proyectado sobre el plano PP (**Izq.**) y el plano PV (**Drcha.**). (b) Paso 2: Aplicación del algoritmo de FoF y definición de estructuras coherentes en velocidad. La línea azul delimita la subregión, de tamaño  $L_{friends} \times L_{friends}$ , que contiene a los puntos que pueden ser conectados mediante el método de FoF. Los puntos en rojo y azul indican las dos estructuras identificadas tras la aplicación del algoritmo (modificado) de FoF y conectadas según el parámetro de correlación  $\nabla V_{Isr, friends}$ . (c) Paso 3: Asociación de puntos próximos. Los nuevos puntos en rojo y azul indican los puntos asociados a cada una de las estructuras identificadas en el paso anterior según los criterios de asociación  $L_{Assoc}$  y  $\nabla V_{Isr, Assoc} = \nabla V_{Isr, friends}$ . Tras la finalización del proceso asociación los puntos quedan asociados a las diferentes estructuras coherentes (puntos rojos y azules) o pasan a considerarse parte del campo incoherente de velocidad de la nube (puntos negros).

■ **Paso 1: Identificación de puntos intensos con alta densidad en el espacio PPV.**

El primer paso del proceso para la reconstrucción de FIVE consiste en la identificación de los puntos del espacio PPV que forman la parte central de las estructuras coherentes en velocidad dentro de la zona de estudio. Por la propia definición de este tipo de estructuras, estos puntos se diferencian del resto por presentar dos propiedades características: (1) son puntos de alta SNR y (2) son puntos con un gran número de puntos vecinos en el espacio PPV. Para proceder a su identificación, el algoritmo de FIVE determina la pseudo-densidad local de puntos ( $\rho_{PPV}$ ) dentro del espacio PPV<sup>6</sup>. Para cada punto considerado,  $\rho_{PPV}$  se calcula a partir del número total de puntos del espacio PPV próximos, definiendo como tales aquellos contenidos en una superficie  $\Delta x \times \Delta y$  centrada en dicho punto y que pueden asociarse a éste mediante un gradiente de velocidad que no supere el valor límite de  $|\nabla V_{lsr}|_{friends}$  (ver a continuación). El cálculo de este parámetro permite entonces una identificación directa de los puntos que, con mayor probabilidad, forman la región central de las estructuras coherentes siguiendo un sencillo criterio basado en la selección de puntos intensos de alta densidad en el espacio PPV, esto es, puntos con una alta pseudo-densidad  $\rho_{PPV}$  y una alta SNR individual. A partir de la elección de dos parámetros límites,  $\rho_{PPV,0}$  y  $SNR_0$  ( $\gg 3$ ), FIVE selecciona entonces todos los puntos con  $\rho_{PPV} \geq \rho_{PPV,0}$  y  $SNR \geq SNR_0$  (Figura 5.10 a).

■ **Paso 2: Aplicación del algoritmo de FoF y definición de estructuras coherentes en velocidad.**

Tras la identificación de los puntos del eje, FIVE procede a agruparlos en cada una de las estructuras coherentes en velocidad. Con tal objetivo los puntos se asocian según su proximidad en el espacio PPV siguiendo un método de Friends-of-Friends (FoF).

El algoritmo de FoF (Huchra & Geller 1982) es uno de los métodos clásicos más utilizados para la caracterización de grupos de galaxias a partir del análisis de su distribución espacial. A partir de medidas de posición (x e y) y redshift (z), el algoritmo de FoF está especialmente diseñado para identificar agrupaciones de galaxias próximas dentro del espacio según un criterio de afinidad dado por una distancia o longitud de correlación  $\lambda_{link}$ . Este algoritmo identifica 2 galaxias como próximas

<sup>6</sup>La denominación de *pseudo-densidad* se refiere a que el parámetro  $\rho_{PPV}$  no tiene ningún significado físico real, sino que únicamente se trata de un parámetro definido dentro del algoritmo de FIVE para facilitar el tratamiento del espacio PPV.

o amigas (i.e. *friends*) si su distancia es menor al valor límite de  $\lambda_{link}$ . A partir de un par de galaxias amigas, el algoritmo busca otros objetos que puedan asociarse a alguno de los miembros de este par siguiendo un criterio espacial similar de proximidad. De manera progresiva cada una de estas nuevas asociaciones (i.e. *friends-of-friends*) define un nuevo miembro del grupo al que pueden asociarse otras galaxias en iteraciones posteriores.

El origen del nombre de **Friends-In-Velocity** (FIVE) proviene de la adaptación que este nuevo método hace del algoritmo clásico de FoF para la asociación de puntos en velocidad. Usando una aproximación similar a FoF, el algoritmo de FIVE está diseñado para identificar puntos próximos (i.e. centroides de velocidad) en el espacio PPV. En este caso sin embargo, y en lugar de utilizar la distancia física entre objetos, FIVE emplea el cálculo de gradientes de velocidad ( $\nabla V_{lsr}|_{friends}$ ) como variable para estimar la correlación de los puntos en el espacio PPV<sup>7</sup>. Bajo esta nueva interpretación, dos puntos se definen entonces como próximos (i.e. como amigos) si (1) los puntos están localizados en posiciones cercanas en el espacio PP, y (2) si el módulo del gradiente de velocidad entre ellos es  $\leq |\nabla V_{lsr}|_{friends}$ .

FIVE utiliza este algoritmo para identificar las asociaciones primarias de puntos en el espacio PPV que forman las estructuras coherentes en velocidad. Para ello, el tratamiento de los datos comienza por la selección (aleatoria) de un punto que haya superado el Paso 1 de selección. Por su propia definición, este punto tiene una alta probabilidad de estar asociado a una de estas estructuras según nuestros criterios de coherencia y, por tanto, puede ser utilizado como semilla para su reconstrucción. Aplicando las condiciones de proximidad determinadas por el algoritmo de FIVE, a este punto se asocian a todos aquellos puntos seleccionados en el Paso 1 que, dentro de la longitud de correlación  $L_{friends}$ , pueden conectarse a partir de un gradiente de velocidad  $|\nabla V_{lsr}| \leq |\nabla V_{lsr}|_{friends}$ . Este criterio de conexión en velocidad se aplica de manera recursiva en cada uno de los nuevos puntos que se van acrentando a la estructura coherente. Este proceso se repite hasta que ninguno de los puntos restantes cumple con los requisitos de proximidad. En tal caso, FIVE continúa seleccionando otro punto aleatorio entre los puntos no asignados hasta ese momento. Con este nuevo punto comienza de nuevo la búsqueda de compañeros

<sup>7</sup>El valor del gradiente  $\nabla V_{lsr}|_{friends}$  define un parámetro único que será utilizado para la asociación de puntos en el espacio PPV a lo largo de todo el algoritmo, de ahí que se utilice en diversas parte del mismo como el cálculo de  $\rho_{PPV}$  (Paso 1), la definición de amigos en el algoritmo de FoF (Paso 2) y la asociación final de puntos (Paso 3; ver a continuación).

en el espacio PPV, la cual prosigue hasta que se identifican todos las estructuras coherentes presentes en la región (Figura 5.10 b).

■ **Paso 3: Asociación de puntos próximos en el espacio PPV.**

Si las condiciones de coherencias impuestas por el método son correctas, las agrupaciones de puntos identificadas en el paso anterior constituyen el núcleo de las estructuras coherentes en velocidad en la región. Una vez definidas estas estructuras el algoritmo de FIVE completa su reconstrucción mediante la asociación a cada una de ellas del resto de puntos en el espacio PPV.

De acuerdo con nuestra experiencia, esta asociación no puede realizarse sin embargo directamente con un método de FoF como el anterior. La razón es simple. Al tratarse de un fluido, todas las estructuras cinemáticas de la nube pueden estar, en algún momento, conectadas tanto por una emisión difusa en el espacio PP como en velocidad en el espacio PPV. Puede darse el caso entonces en que la asociación sucesiva de puntos de SNR cada vez menor a partir de un proceso continuo como el anterior llegue a mezclar puntos de estructuras cinemáticas próximas. Para evitar este problema, el método de FIVE cambia el método de conexión de puntos a un proceso de asociación progresiva. Para esta asociación, todos los puntos de cada una de las estructuras coherentes son considerados al mismo tiempo. De manera similar a las capas de una cebolla, a partir de un método recursivo todas las estructuras coherentes van entonces creciendo simultáneamente acretando los puntos adyacentes (i.e.  $L \leq L_{Assoc}$ ) a los identificados en iteraciones anteriores.

La definición de esta asociación progresiva se realiza con unos criterios similares al caso del algoritmo de FoF, esta vez relajando los criterios tanto de SNR como de densidad  $\rho_{PPV}$ . Para ello este proceso de asociación se lleva a cabo siguiendo el mismo criterio de velocidad anterior con  $|\nabla V_{lsr}|_{Assoc} = |\nabla V_{lsr}|_{friends}$  (Figura 5.10 c) aplicado a todos los puntos no asignados en el espacio PPV cualesquiera sea su SNR ó  $\rho_{PPV}$ .

El proceso de identificación de estructuras coherentes, y por tanto todo el algoritmo de FIVE, termina cuando no puede conectarse ningún punto más por los criterios de asociación descritos previamente. A partir de ese momento todos los puntos que no han sido asociados en ninguno de los 3 niveles anteriores se identifican como incoherentes (puntos negros en la Figura 5.10 c).

## 5.5. Implementación práctica del algoritmo de FIVE en los datos de Barnard 213

Hasta ahora hemos descrito los fundamentos básicos del algoritmo de identificación de estructuras de FIVE con un ejemplo simplificado. La aplicación de este algoritmo en el estudio de regiones como Barnard 213 requiere sin embargo algunas consideraciones adicionales para asegurar la correcta identificación de las estructuras coherentes en velocidad a partir de observaciones de líneas moleculares reales. A continuación discutiremos estos detalles prácticos mediante la aplicación del algoritmo de identificación de estructuras de FIVE a nuestras observaciones moleculares de esta región.

### 5.5.1. Depleción

La limitación práctica más importante en la aplicación del método de FIVE viene determinada por las propias limitaciones intrínsecas de utilización del  $C^{18}O$  como trazador de la estructura molecular completa de la nube. Como se discutió en la introducción (Sección 2.1.2), esta molécula sufre fuertes variaciones de abundancia en aquellas regiones densas afectadas por depleción. Este efecto es especialmente visible en varias zonas como la Cadena en B213, la cual es prácticamente indetectable a partir de observaciones de  $C^{18}O$  (véase la región en torno a  $(x,y) \sim (+1600,-1500)$  arcsec de la Fig. 5.5). La identificación de estructuras cinemáticas a partir de  $C^{18}O$  en este tipo de regiones debe tener en cuenta entonces los efectos químicos de la depleción para evitar posibles sesgos en la interpretación de las mismas.

Para cuantificar el efecto de la depleción en Barnard 213 el método de FIVE identifica las posiciones de la nube que pueden estar afectadas por este proceso químico a partir de los espectros de  $N_2H^+$  (1-0). Este proceso comienza con una estimación de los puntos que presentan depleción considerando como tales todos aquellos puntos  $(x,y)$  que presentan una emisión de  $N_2H^+$  (1-0) cuyo ajuste hiperfino satisface un criterio de  $SNR \geq 3$ . Para el caso de esta molécula la inspección visual no revela multiplicidad de componentes en los espectros (e.g. véase la Fig.5.5) por lo que este proceso se realiza de manera automática en CLASS a partir del ajuste de una única componente en velocidad. Tras el ajuste de los espectros de  $N_2H^+$ , FIVE considera 2 posibles escenarios: (1) que la emisión de CO presente sólo una depleción moderada y que el espectro de

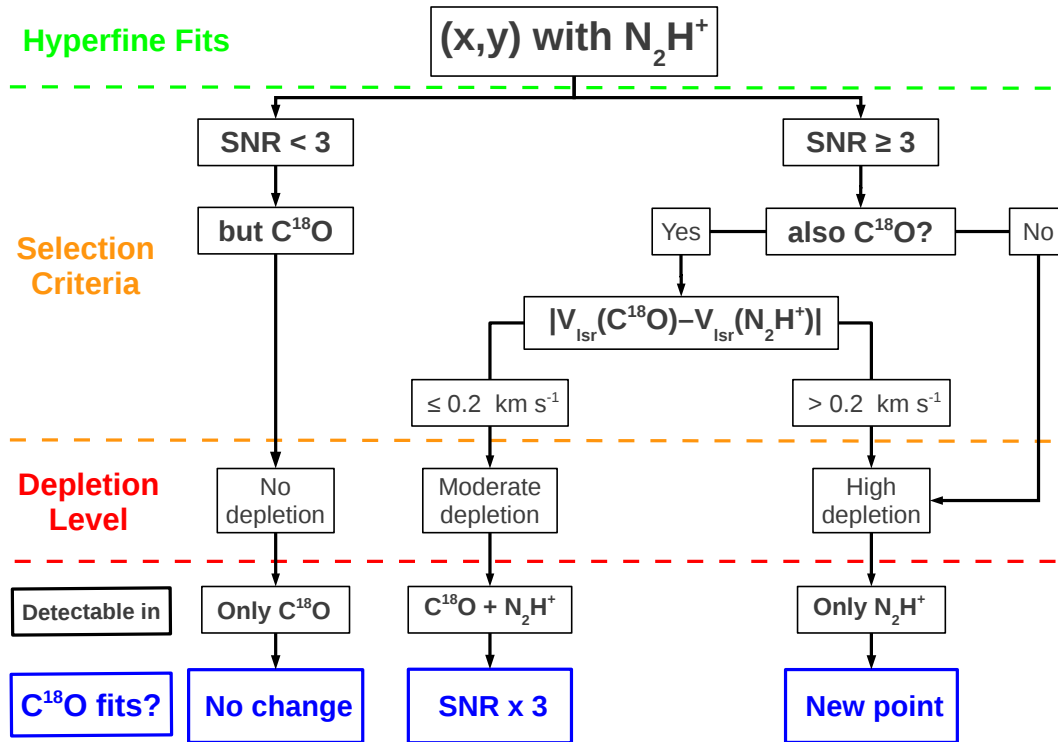


Figura 5.11: Diagrama esquemático de la rutina de identificación de puntos con depleción para el análisis de Barnard 213.

$N_2H^+$  esté asociado a la componente de  $C^{18}O$  aún detectable en nuestros datos, ó (2) que el CO haya sufrido una depleción severa y que por tanto el ajuste de  $N_2H^+$  no tenga correspondencia con ninguna componente observable de  $C^{18}O$  con  $SNR \geq 3$ .

Para evaluar estas dos posibilidades FIVE sigue un simple proceso de selección por posiciones y velocidades esquematizado en la Figura 5.11. Como puede verse en el diagrama, la posibilidad de que el  $N_2H^+$  y el  $C^{18}O$  correspondan a la misma componente del gas se considera sí, y sólo sí, el espectro observado de  $N_2H^+$  tiene una contrapartida de  $C^{18}O$  en la misma posición y si la diferencia de velocidades entre las dos moléculas satisface que  $|V_{lsr}(C^{18}O) - V_{lsr}(N_2H^+)| \leq 0.2 \text{ km s}^{-1}$ . Por contra, se considera que el  $N_2H^+$  identifica una componente adicional no observable a partir del  $C^{18}O$  si la emisión de  $N_2H^+$  no tiene contrapartida espacial en  $C^{18}O$  o si, aún cuando existe contrapartida espacial, ésta no puede asociarse a la misma componente observada en  $N_2H^+$  al tener velocidades diferentes, esto es  $|V_{lsr}(C^{18}O) - V_{lsr}(N_2H^+)| > 0.2 \text{ km s}^{-1}$ . Esta identificación del nivel de depleción en nuestros datos permite entonces corregir los ajustes de  $C^{18}O$  de manera sencilla siguiendo un criterio basado en los dos escenarios anteriores. En el primero de los escenarios propuestos el  $C^{18}O$  aún traza la emisión de la nube. En

tal caso el descenso en la emisión de CO producido por efecto de la depleción sobre nuestro datos se contrarresta simplemente multiplicando la SNR del espectro de  $C^{18}O$  en un factor 3, de acuerdo con los estudios de depleción en núcleos densos de Tafalla et al. (2002). En el segundo de estos escenarios, el  $C^{18}O$  ha desaparecido completamente por depleción y es indetectable en nuestro análisis. En tal caso, y para que el algoritmo de FIVE tenga en cuenta la emisión de ese punto en la identificación de las estructuras coherentes en velocidad, a la lista de puntos de  $C^{18}O$  se añade un punto adicional con las mismas características en el espacio PPV que el  $N_2H^+$ , esto es  $(x,y,V_{lsr}(N_2H^+))$ , y con  $SNR = 10$ .

Esta corrección en el número y la SNR de los puntos considerados para el análisis se aplica antes del inicio del algoritmo de identificación de estructuras coherentes. En el caso de Barnard 213 la corrección por depleción tiene en cuenta los 375 ajustes de  $N_2H^+$  (1-0) y  $SNR \geq 3$  obtenidos en esta región. De ellos, 336 tienen contrapartidas de  $C^{18}O$  (1-0) con  $SNR \geq 3$ , mientras que 39 trazan regiones de alta depleción sin emisión de CO, de acuerdo con nuestros criterios de selección anteriores. A partir de ese momento, y aunque se mantendrá identificado el origen de cada uno de ellos, todos los puntos de  $C^{18}O$  así como los nuevos puntos añadidos a partir del  $N_2H^+$  son tratados por igual en el algoritmo. En particular, y dado que todo el algoritmo trabaja en función de la SNR de los ajustes, esta corrección permite entonces seguir aplicando dicho algoritmo directamente sin que haya que modificar su diseño interno.

### 5.5.2. Estructuras a nivel subsónico: Filamentos coherentes en velocidad

La elección de los parámetros que gobiernan el algoritmo de FIVE ( $\delta V_{PPV}$ ,  $SNR_0$ ,  $\rho_{PPV,0}$ ,  $L_{friends}$ ,  $|\nabla V_{lsr}|_{friends}$  y  $L_{Assoc}$ ) debe estar adaptada tanto al tipo de estructuras que se desean buscar como a los datos disponibles para el análisis. Para el estudio de Barnard 213 estamos interesados, en primer lugar, en identificar las estructuras conectadas a nivel subsónico dentro de la nube. Como se demostró en el caso de L1517, la escala a la que se forman estas estructuras subsónicas define la escala a la que se disipa la turbulencia y en la que la evolución del gas comienza a estar gobernada por la gravedad. La caracterización de las estructuras en este nivel cinemático resulta por tanto capital para entender los mecanismos de formación de núcleos densos dentro de las nubes. A continuación veremos brevemente los criterios seguidos para la selección de

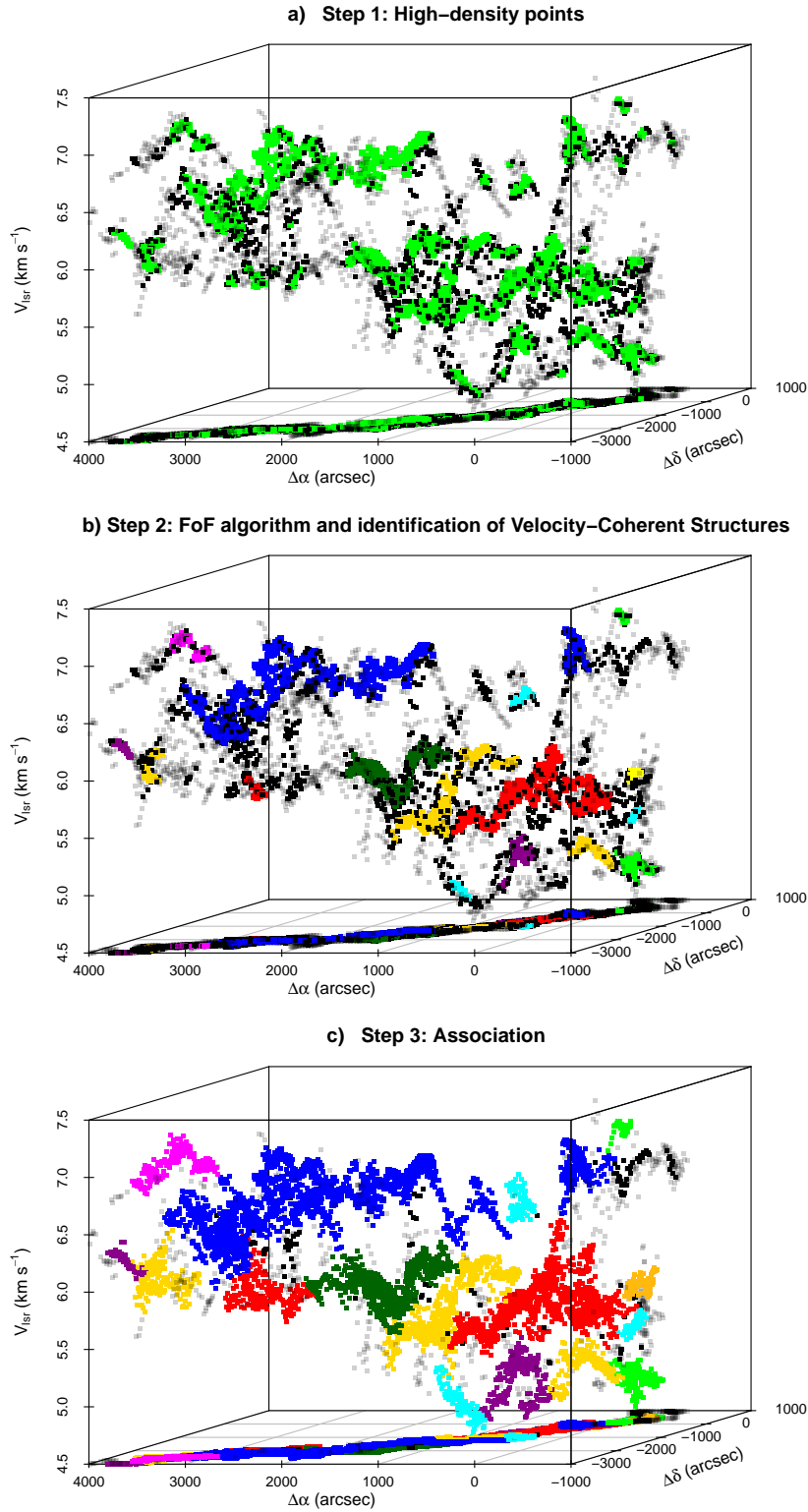


Figura 5.12: Aplicación del algoritmo de FIVE para la identificación de estructuras coherentes en velocidad en B211-213 a partir de los datos de la Fig.5.7. **(a)** Paso 1: Identificación de puntos de alta densidad en el espacio PPV. Los puntos verdes representan los puntos seleccionados en este nivel con  $\text{SNR} \geq \text{SNR}_0 = 6$  y  $\rho_{PPV} \geq 5$ . **(b)** Paso 2: Definición de estructuras coherentes en velocidad. Los diferentes colores muestran las distintas estructuras coherentes identificadas por el algoritmo dentro de B211 a partir de un parámetro de correlación de  $|\nabla V_{lSr}|_{\text{friends}} \leq 3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ . **(c)** Paso 3: Asociación. En este caso los criterios de asociación se basan de nuevo en un parámetro de correlación  $|\nabla V_{lSr}|_{\text{Assoc}} = |\nabla V_{lSr}|_{\text{friends}} = 3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ , aplicado esta vez a todos los puntos cualesquiera sea su SNR y  $\rho_{PPV}$ .

cada una de estas variables del algoritmo durante el análisis de nuestras observaciones de Barnard 213, utilizando como ejemplo la aplicación del algoritmo de FIVE en los datos de B211-213 (Figura 5.12):

- Como se discutió anteriormente, el algoritmo de identificación de estructuras de FIVE comienza el Paso 1 con la caracterización de los puntos de alta densidad en el espacio PPV. Para ello es entonces necesario identificar los puntos con un alto nivel de compañeros y, a su vez, con una alta SNR.

En Barnard 213, la estimación de la densidad de puntos en el espacio PPV ( $\rho_{PPV}$ ) se realiza siguiendo un criterio de proximidad espacial definido en una caja de  $60 \times 60$  arcsec<sup>2</sup> y una asociación cinemática con  $\nabla V_{lsr}|_{friends} = 3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  (ver a continuación). Según esta definición, los puntos de alta densidad se identifican como aquellos puntos que tienen una  $SNR \geq SNR_0 = 6$  y presentan una  $\rho_{PPV} \geq \rho_{PPV,0} = 5$ . Como se discutió anteriormente, el valor de  $\rho_{PPV}$  da cuenta del nivel de agrupación de los puntos en el espacio PPV. En analogía con el parámetro de afinidad, la elección de  $\rho_{PPV,0} = 5$  en Barnard 213 asegura entonces que los puntos seleccionados en el Paso 1 cuentan con un alto número de vecinos en el espacio PPV. Mientras, por su parte, nuestra selección del parámetro de  $SNR_0$  asegura la selección únicamente de los puntos más intensos y, por tanto, más probablemente asociados a un objeto coherente en velocidad.

La Figura 5.12 a muestra en verde los puntos que cumplen los requisitos anteriores dentro de la región de B211-213. Como puede verse de la inspección visual de su distribución, y como se esperaba del algoritmo, los puntos seleccionados en este nivel ya comienzan a definir las estructuras en velocidad más prominentes dentro de esta región.

- Una vez seleccionados los puntos de alta densidad espacial y en emisión en el espacio PPV según el criterio anterior, el siguiente paso consiste en la aplicación del algoritmo de identificación de vecinos según el método de FoF. Esta identificación se encuentra completamente determinada por 2 parámetros fundamentales que definen el criterio por el cual los puntos serán considerados como pertenecientes a una misma estructura cinemática: la distancia  $L_{friends}$  y el gradiente  $\nabla V_{lsr}|_{friends}$ .

Para el estudio de Barnard 213 a la primera de estas variables se le ha adjudicado un valor de  $L_{friends} = 120$  arcsec. En este caso, la elección de la escala  $L_{friends}$  tiene en cuenta tanto las propiedades de los espectros (muestreo y haz), así como

las propiedades de continuidad derivadas de los diagramas PPV anteriores. Con un muestreo Nyquist cada 30 arcsec en esta región, la distancia de 120 arcsec permite la búsqueda de puntos afines en dos anillos concéntricos alrededor del punto de origen (véase como ejemplo la Fig.5.10 b). Por otro lado, y tras la exploración sistemática del espacio de parámetros para  $L_{friends}$  y  $\nabla V_{lsr}|_{friends}$  (ver a continuación), la elección de este valor minimiza simultáneamente tanto los problemas de sobrefragmentación de estructuras para casos donde los puntos adyacentes no hayan cumplido el criterio de selección del Paso 1, como la unión de diferentes estructuras por la amplificación excesiva de su conexión en velocidad a partir del gradiente a distancia largas.

La elección del gradiente de velocidad  $\nabla V_{lsr}|_{friends}$  durante la aplicación del método de FoF es el punto más crítico del algoritmo. Este parámetro determina el nivel cinemático primario al que se unen los puntos dentro de las estructuras coherentes. Para Barnard 213 el valor crítico de esta variable se ha tomado como  $|\nabla V_{lsr}|_{friends} = 3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ . Dado un  $L_{friends} = 120 \text{ arcsec}$ , la separación máxima entre el punto de referencia y el punto más alejado considerados para el cálculo del gradiente es de  $\sqrt{2} \times 60 \sim 85 \text{ arcsec}$ . A la distancia de Tauro de 140 pc (Elias 1978), un gradiente de este tipo se traduce entonces en que dos puntos a tales distancias serán conectados si, y sólo si, su diferencia de velocidades es  $\leq 0.17 \text{ km s}^{-1}$ . La aplicación de este gradiente de  $3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  asegura entonces que todas las uniones producidas en este nivel del algoritmo son de tipo subsónico (i.e.  $< c_s = 0.19 \text{ km s}^{-1}$ )<sup>8</sup>.

- La aplicación de los criterios anteriores en distancia y velocidad según  $L_{friends}$  y  $\nabla V_{lsr, friends}$ , respectivamente, lleva al algoritmo de FIVE a identificar las estructuras primarias en el espacio PPV. Como se discutió anteriormente, estas estructuras resultantes del Paso 2 forman entonces las semillas de todas las estructuras coherentes en velocidad que serán identificadas en los datos. Sin embargo, de la inspección de la distribución de puntos en el espacio PPV en la Fig.5.12a es evidente que, si no se aplica ningún tipo de restricción, la selección generalizada de puntos de alta densidad como semillas de coherencia puede llevar a la superproducción de estructuras en el espacio PPV. Antes de continuar, conviene entonces definir

---

<sup>8</sup>Nótese que aunque esta condición imponga que localmente la unión punto a punto deba ser subsónica (i.e.  $\Delta V_{lsr} \leq c_s$ ), esto no impide que puedan existir diferencias supersónicas a gran escala entre puntos distantes dentro de una misma estructuras coherente (i.e.  $\Delta V_{lsr} > C_s$ ) a partir de la propagación lineal del gradiente a distancias  $L > L_{friends}$ .

una serie de criterios adicionales para discriminar todos aquellos puntos aislados o incluso pequeñas asociaciones que puedan producir una identificación errónea de estructuras coherentes.

Para evitar la formación espúrea de estructuras cinemáticas, la aplicación del algoritmo de identificación de estructuras de FIVE en Barnard 213 incluye la definición de 2 nuevos parámetros:  $N_{min}$  y  $N_{dense}$ . Estos nuevos parámetros identifican respectivamente el número mínimo de puntos de  $C^{18}O$  y  $N_2H^+$  ( $N_{min}$ ) ó, únicamente, de  $N_2H^+$  ( $N_{dense}$ ) que deben estar agrupados tras la aplicación del algoritmo en el Paso 2 para que puedan ser considerados estructuras coherentes en el siguiente nivel. Para el caso de Barnard 213, y basándonos en diferentes ensayos, los valores óptimos de estas variables se establecen como  $N_{min} = 10$  y  $N_{dense} = 4$  puntos. Usando estos parámetros como discriminantes, todas las agrupaciones de puntos dados por el algoritmo en el Paso 2 se consideran sí, y sólo sí, están formados por al menos un número de puntos  $\geq 10$  ó por al menos 4 puntos con emisión de  $N_2H^+$ .

De la comparación de los puntos seleccionados en el Paso 1 (Fig. 5.12 a) y los puntos resultantes de la selección específica de estructuras tras el Paso 2 (Fig. 5.12 b) puede verse cómo la aplicación de estos sencillos criterios permite al algoritmo de FIVE identificar automáticamente las estructuras en velocidad más prominentes discriminando al mismo tiempo todas aquellas estructuras con asociaciones menores o dudosas.

- Tras la definición de las estructuras coherentes, la identificación de los puntos se completa con la aplicación de la fase de asociación en el Paso 3. En este último paso todas las variables se encuentran ya determinadas por las elecciones de los pasos anteriores, como en el caso de  $\nabla V_{lsr}|_{Assoc}$  ( $=\nabla V_{lsr}|_{friends}$ ), o por el propio muestreo de los datos, como le ocurre a  $L_{assoc} = 60$  arcsec (= haz).

Siguiendo los mismos criterios de asociación subsónica en Barnard 213, el valor del gradiente del Paso 3 de asociación se toma como  $|\nabla V_{lsr}|_{Assoc} = 3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ . La Figura 5.12 c muestra la evolución de la fase de asociación. Tras su aplicación, la gran mayoría de los puntos se encuentran ya asociados a alguna estructura coherente en velocidad (puntos con color), mientras que sólo una pequeña fracción de los puntos iniciales permanecen como incoherentes (puntos negros).

El algoritmo de FIVE proporciona una identificación objetiva del nivel de estructuración interna del gas dentro de las nubes moleculares. En Barnard 213 este algoritmo

revela la presencia una alta organización cinemática del gas donde se identifican 36 estructuras coherentes en velocidad a nivel subsónico las cuales contienen más del 90 % de las componentes en velocidad (con  $\text{SNR} \geq 3$ ) detectadas en los espectros de esta región (Sección 5.6).

Morfológicamente las estructuras de gas identificadas por FIVE a partir del análisis de los centroides de línea de  $\text{C}^{18}\text{O}$  y  $\text{N}_2\text{H}^+$  en Barnard 213 muestran una alta tendencia a formar estructuras alargadas dentro del espacio PPV (e.g. Fig. 5.12 c). Esta característica es especialmente llamativa teniendo en cuenta que el algoritmo de FIVE no asume ninguna geometría específica durante su desarrollo. Por tanto, esta propiedad morfológica sólo puede ser atribuida a la distribución real de materia dentro de estas estructuras. De manera cuantitativa, hemos calculado la relación de tamaños de estos objetos según el cociente de sus diámetros principales en el espacio PP estimados a partir del ajuste del eje mayor de cada una de estos objetos (ver más adelante). El resultado de este análisis muestra que las estructuras identificadas por el algoritmo de FIVE presentan razones de tamaño típicas de  $\sim 4:1$ . Este tipo de estructuras cinemáticas de tipo filamentoso son similares a las encontradas en nuestro anterior trabajo durante el estudio de L1517 (Hacar & Tafalla 2011). En aquel caso, a partir de un análisis por rangos de velocidad se demostró que todo el gas que rodea a los núcleos densos en esta región esta altamente organizado formando filamentos coherentes caracterizados por un campo de velocidad subsónico. Comparado con estos resultados, las estructuras identificadas por FIVE en Barnard 213 comparten todas las propiedades físicas de estos filamentos coherentes, tanto en su morfología alargada como en su campo de velocidad subsónico y continuo. La aplicación del algoritmo de FIVE en Barnard 213 demuestra entonces que todo el gas de la nube trazado por el  $\text{C}^{18}\text{O}$  y el  $\text{N}_2\text{H}^+$  se encuentra estructurado en forma de filamentos coherentes en velocidad.

### Caracterización de filamentos

Al igual que ocurría en L1517, el estudio de las propiedades internas de los filamentos de Barnard 213 requiere la definición de su eje principal. Dada que estos filamentos se desvían típicamente de la linealidad, el método de FIVE incluye una rutina especial para definir de manera general el eje principal de cada uno de estos objetos. Siguiendo el esquema de la Figura 5.13, esta rutina se basa en una aproximación geométrica en 2 pasos a partir del estudio de la distribución de la SNR de los espectros asociados a cada

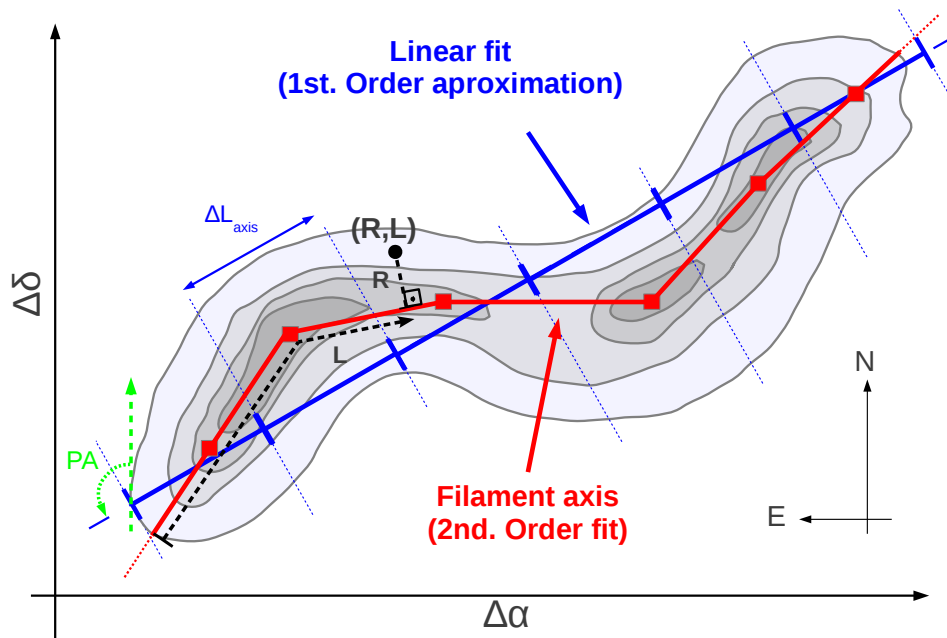


Figura 5.13: Método de caracterización del eje principal de filamentos en Barnard 213. Dicho método se divide en 2 fases: (1) Ajuste lineal a primer orden para definir el eje principal del filamento y su orientación a partir del Ángulo Polar (PA; verde); (2) Definición del eje real del filamento (rojo) según el ajuste a segundo orden a partir la determinación de los centroides de emisión cada  $\Delta L_{axis} = 90$  arcsec. El punto negro presenta además un ejemplo de la reparametrización de las coordenadas de los puntos pertenecientes a cada uno de estos objetos según sus coordenadas en función de su distancia radial (R) y su posición (L) en función del eje del filamento.

uno de estos filamentos<sup>9</sup>. El primero de estos pasos consiste en obtener el ajuste lineal de la distribución espacial de la emisión total del filamento calculada a partir de un ajuste de mínimos cuadrados de cada uno de sus puntos asociados con un peso normalizado según su  $SNR^2$  (línea negra en la Fig.5.13). Este primer ajuste proporciona entonces una primera aproximación de la orientación global de la estructura a partir de su ángulo polar (PA). Utilizando este ajuste como eje principal a primer orden, el objeto se divide posteriormente en pequeñas subregiones de tamaño  $\Delta L_{axis} = 90$  arcsec a lo largo de dicho eje. Para cada subregión se calcula el centro geométrico de la emisión contenida en la misma a partir del promedio en x e y de todos sus puntos pesados de nuevo según su relación de  $SNR^2$ . Finalmente el eje de cada estructura coherente se define entonces a partir de los segmentos que unen los diferentes centroides dentro de estas subregiones (línea poligonal roja en la Fig.5.13).

<sup>9</sup>Nótese que la utilización de la SNR en lugar de la emisión integrada permite usar indistintamente los datos de  $C^{18}O$  y  $N_2H^+$ .

Una vez aplicado el algoritmo de FIVE el resultado es una relación completa de todos los puntos analizados clasificados según la estructura cinemática a la que pertenecen. A partir de esta clasificación, se pueden obtener entonces una caracterización de las propiedades físicas globales de cada uno de estos filamentos coherentes. La mayoría de las propiedades de estos objetos pueden deducirse mediante cálculos directos a partir de las componentes asociadas a cada uno de estos filamentos. Tal es el caso de aquellas características como su masa total ( $M_{tot}$ ), su velocidad promedio ( $\langle V_{lsr} \rangle$ ) y su dispersión global ( $\sigma V_{lsr}$ ) y su dispersión interna de velocidad ( $\langle \sigma_{NT} \rangle$ ). Para el caso de  $\langle V_{lsr} \rangle$ ,  $\sigma V_{lsr}$  y  $\langle \sigma_{NT} \rangle$  su valor se calcula a partir del promedio de cada una de estas variables para todos los puntos de  $C^{18}O$  que constituyen cada uno de los filamentos. Por su parte,  $M_{tot}$  se estima a partir de las contribuciones a la masa tanto del  $C^{18}O$  como del  $N_2H^+$  asumiendo que ambas moléculas presentan una emisión ópticamente delgada. En el primer caso esta contribución se calcula a partir de la densidad de columna de  $C^{18}O$  asumiendo condiciones LTE con  $T_k = 10$  K y una abundancia de  $X(C^{18}O) = 1.7 \times 10^{-7}$  (Frerking et al. 1982), mientras la densidad de columna de  $N_2H^+$  se estima a partir de una excitación subtérmica con  $T_{ex} = 6$  K y una abundancia típica de  $X(N_2H^+) = 2 \times 10^{-10}$  (Caselli et al. 2002).

Además, la determinación del eje principal de estas estructuras permite también derivar otro tipo de propiedades básicas como su tamaño típico ( $L$ ) y su masa lineal ( $M_{lin}$ ). El tamaño  $L$  de estos objetos se calcula directamente a partir de la longitud total de cada filamento a lo largo de su eje principal. Una vez obtenida esta medida de la longitud, la  $M_{lin}$  queda entonces automáticamente definida según el cociente  $M_{tot}/L$ .

En nuestro estudio de Barnard 213 estamos interesado no sólo en estudiar las propiedades globales de los filamentos sino también la variación local de los diferentes parámetros cinemáticos ( $V_{lsr}$ ,  $\sigma V_{lsr}$ ,  $\sigma_{NT}$  y  $\nabla V_{lsr}$ ) dentro estos objetos. A tal efecto, es imprescindible definir una nuevo sistema coordenadas en función al eje del filamento. Para ello, a cada punto del campo coherente de velocidades se le asigna una nueva posición determinada por sus componentes radial y longitudinal ( $R,L$ ) respecto a este eje. Ambas componentes se calculan a partir de la proyección ortogonal de cada uno de estos puntos sobre la posición del eje más cercana. Tomando como origen de coordenadas su extremo más oriental, cada punto del eje del filamento tiene asociada una distancia ( $\lambda$ ) respecto a esta posición. Las nuevas coordenadas radial y longitudinal de cada punto considerado se determinan entonces a partir de la distancia ( $D$ ) y la coordenada espacial ( $\lambda$ ) del punto del eje sobre el que se proyectan (i.e.  $(R,L) = (D,\lambda)$ ; Fig.5.13). Una vez

obtenidos, estos nuevos parámetros (R,L) permiten calcular todo tipo de correlaciones en función de estas nuevas variables. Entre todas ellas resultan especialmente interesantes para el estudio del campo de velocidades a lo largo del eje, el cual proporciona medidas de los gradientes globales de velocidad ( $|\nabla V_{lsr}|$ ), a partir del ajuste lineal de todos los puntos a lo largo del eje, o de las oscilaciones y gradientes internos dentro de estos objetos (Diagramas PV), mediante un análisis local de sus variaciones internas.

### 5.5.3. Estructuras a nivel transónico: Haces de filamentos

Al igual que veíamos en el caso de los centroides de velocidad para las diferentes componentes del gas, la inspección de los diagramas PPV indica que los filamentos coherentes en velocidad no son completamente independientes en términos cinemáticos. Como puede verse en la Fig. 5.12 c, los filamentos identificados en regiones como B211-213 forman pequeños grupos a lo largo de distancias de varios miles de arcsec en rangos de velocidad típicos de  $\sim 1.5 \text{ km s}^{-1}$ . Un comportamiento similar se observa en los diagramas PPV en regiones como B216-217 ó L1495 donde pueden distinguirse varios de estos grupos de filamentos afines en velocidad. Este tipo de agrupación cinemática sugieren entonces la presencia de una estructura subyacente dentro del campo de velocidades de Barnard 213.

Para caracterizar las estructuras de gas en este nuevo nivel cinemático, la aplicación del método de FIVE en Barnard 213 sigue una aproximación del tipo *Hierarchical Friends-of-Friends* (HFoF; Klypin et al. 1999). El método de HFoF permite caracterizar la estructura jerárquica de una distribución de objetos a partir de su estudio mediante la aplicación de un algoritmo de FoF con diferentes longitudes de correlación  $\lambda_{link}$ . Siguiendo una metodología similar al método de HFoF, utilizamos entonces una nueva clasificación de los puntos del espacio PPV para identificar las supraestructuras en las que se agrupan los filamentos coherentes en velocidad. Como se discutió anteriormente, el nivel de la estructura cinemática sobre el que actúa FIVE se determina a partir de los criterios de correlación impuestos durante la aplicación del algoritmo de identificación de estructuras, principalmente durante la elección de las variables  $L_{friends}$  y  $|\nabla V_{lsr}|_{friends}$  en el Paso 1 de FIVE. Para el estudio de los filamentos la elección de estos parámetros se restringió para identificar las agrupaciones de puntos coherentes conectados por campos subsónicos de velocidad. Para caracterizar entonces este nuevo nivel

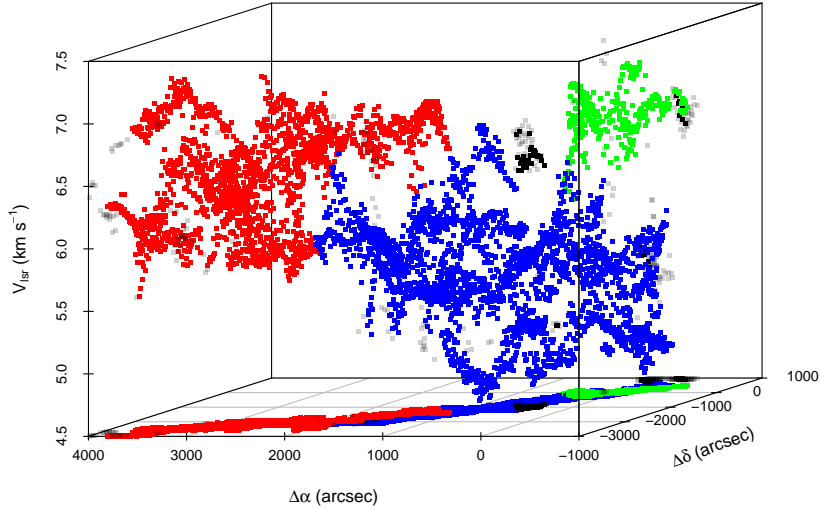


Figura 5.14: Haces de filamentos caracterizados por FIVE en la región de B211-213. Los colores identifican los 3 haces de filamentos que se identifican en esta región. Como puede verse de la comparación de esta figura con la Fig. 5.12 c, estas nuevas estructuras se organizan internamente a partir grupos de filamentos coherentes en velocidad entrelazados en el espacio PPV.

jerárquico el método de FIVE utiliza el mismo algoritmo de identificación de estructuras anterior siguiendo esta vez un criterio de coherencia supersónico.

En Barnard 213, FIVE identifica la correlación supersónica de los puntos en el espacio PPV mediante la definición de una nueva serie de parámetros en los Pasos 2 y 3 adaptados a esta nueva condición cinemática. Basándonos en la misma selección del valor de  $SNR_0$  anterior, FIVE se aplica de nuevo en todo el espacio PPV siguiendo unos criterios de correlación determinados por  $L_{friends} = 180$  arcsec y  $|\nabla V_{lsr}|_{friends} = 5$   $\text{km s}^{-1} \text{pc}^{-1}$  tanto para la determinación de  $\rho_{PPV}$  como para el algoritmo de FoF. Esta selección por velocidad permite entonces uniones cinemáticas de hasta  $0.43 \text{ km s}^{-1}$ , esto es, uniones en velocidad de tipo transónico  $\sim 2 \times c_s$ . Una vez identificadas las estructuras cinemáticas según el algoritmo de FoF, el proceso de identificación de estructuras continúa aplicando un único criterio de selección según  $N_{min} = 30$ . Por último, la asociación del Paso 3 se restringe según unos criterios óptimos de asociación de  $|\nabla V_{lsr}|_{Assoc} = |\nabla V_{lsr}|_{friends} = 5 \text{ km s}^{-1} \text{pc}^{-1}$  en una  $L_{assoc} = 60$  arcsec.

Un ejemplo de esta nueva aplicación de FIVE en Barnard 213 puede verse en la Figura 5.14. Como se observa, nuestro estudio de la correlación cinemática a nivel transónico revela la presencia de un nuevo tipo de estructuras a gran escala. Dentro de la nube, estos objetos supersónicos definen un nivel intermedio de estructura entre los filamentos

coherentes en velocidad y la propia nube de Barnard 213. Comparando la Fig. 5.14 con la 5.12c, puede verse como internamente estas nuevas estructuras parecen organizarse a partir de conjuntos de filamentos coherentes entrelazados y enrollados en el espacio PPV. Dada estas características morfológicas, hemos definido entonces los objetos de este nivel jerárquico con el término de haces ó familias de filamentos (Hacar et al. 2012).

El resultado de esta nueva aplicación de FIVE en todo Barnard 213 es la identificación de 9 de estos haces de filamentos. Una vez reconocidos en el espacio PPV, sus propiedades se caracterizan de manera similar al caso de los filamentos individuales. Todos los puntos identificados como pertenecientes a cada una de estos haces son utilizados para obtener sus propiedades físicas globales ( $M_{tot}$ ,  $\langle V_{lsr} \rangle$ ,  $\sigma V_{lsr}$ ,  $\langle \sigma_{NT} \rangle$  y  $\delta V_{lsr}$ ). El eje principal de estas estructuras se define de nuevo siguiendo la aproximación en dos pasos introducida en la Sección 5.5.2. Por último, y a partir de este nuevo eje, se definen entonces todas las propiedades lineales de estos objetos ( $L$ ,  $M_{lin}$  y  $|\nabla V_{lsr}|$ ).

## 5.6. Eficiencia del algoritmo y validación de los resultados de FIVE

Las propiedades de todos los filamentos coherentes y haces derivadas de la aplicación del algoritmo de FIVE en Barnard 213 se pueden encontrar en los Apéndices B.1 y B.2. La interpretación de estas propiedades y sus implicaciones en nuestro estudio del proceso de formación estelar se discutieron en el Capítulo 4. En esta sección repasaremos no obstante la eficacia del método de FIVE para identificar estas estructuras en velocidad y la validez de estos resultados derivados del análisis de datos moleculares a gran escala.

La principal característica del método de FIVE es la robustez de su método de identificación de componentes y estructuras en velocidad. La aplicación de la descomposición gaussiana en los más de 23000 espectros de  $C^{18}O$  (1-0) y  $N_2H^+$  (1-0) en Barnard 213 dio como resultado la obtención de 11765 ajustes con  $SNR \geq 3$  (i.e. puntos en el espacio PPV). Tras la aplicación del algoritmo de FIVE, 9998 de estos ajustes ( $\sim 85\%$ ) se han asignado a 36 filamentos coherentes en velocidad, mientras que 10744 ( $\sim 91\%$ ) se han identificado como pertenecientes a estructuras cinemáticas del tipo de haces de filamen-

tos. A partir de estos datos se estima entonces un nivel de completitud en la asignación de los puntos de más del 85 %.

Para validar la identificación de las estructuras detectadas en Barnard 213 hemos comparado los resultados del algoritmo de FIVE con los datos disponibles del satélite Herschel. Para ello hemos tomado las imágenes de archivo de SPIRE a  $250 \mu\text{m}$  de esta región pertenecientes al proyecto Gould Belt<sup>10</sup> (Palmerin et al. 2012, in prep.). La sensibilidad sin precedentes alcanzada por las observaciones de Herschel proporcionan la mejor descripción, hasta la fecha, de la distribución de polvo y gas en las nubes moleculares. Como puede verse en las Figuras B.1 y B.9 hemos superpuesto la distribución de filamentos y haces detectados automáticamente por FIVE sobre las imágenes de SPIRE en la región de Barnard 213. A pesar de lo limitado de esta comparación morfológica, puede verse directamente de estas imágenes cómo la práctica totalidad de las estructuras cinemáticas identificadas por FIVE presentan una correlación directa con las estructuras de gas observadas en el continuo en los mapas de SPIRE. Más aún, la descomposición cinemática llevada a cabo por FIVE permiten explicar la mayor parte de la subestructura interna presente en los datos de Herschel, desentrañando además aquellas regiones más complejas de la nube donde la emisión del continuo es demasiado compacta. El límite de detección de estructuras de FIVE está impuesto por la sensibilidad de nuestras observaciones del FCRAO. A partir de la comparación de los resultados de FIVE con los mapas de extinción de Schmalzl et al. (2010), se estima que este algoritmo realiza una identificación satisfactoria de las estructuras de la nube de Barnard 213 para densidades de columna de  $A_V \gtrsim 3\text{-}4^{mag}$ . Incluso con unos datos tan limitados como los disponibles en Barnard 213, el método de FIVE es por tanto capaz de identificar la gran mayoría de las estructuras de gas presentes en la nube.

Aunque satisfactoria, la identificación de estructuras llevadas a cabo por FIVE presenta algunas limitaciones en casos puntuales. Como se aprecia en los diagramas PV de las Figuras B.3-B.8 del Apéndice, el algoritmo de FIVE identifica eficientemente la mayor parte de estructuras cinemáticas que cumplen los requisitos de coherencia definidos anteriormente. A partir de un criterio único de selección, este método es capaz de reconocer, en la mayoría de los casos, las estructuras oscilantes y gradientes de velocidad internos de estos filamentos y haces dentro de la estructura cinemática de la nube (e.g. Filamento 18). Sin embargo existen algunos casos donde el método de identificación y asignación de estructuras de FIVE introduce ciertas distorsiones en el análisis. Primero,

---

<sup>10</sup>Gould Belt Project (PI: P. André): <http://starformation-herschel.iap.fr/gouldbelt/>

el límite impuesto por el criterio de asociación por velocidades produce, para determinadas configuraciones en el espacio PPV, la mezcla artificial (*merging*) de estructuras coherentes con velocidades cercanas (e.g. Filamentos 15 y 20). Por otro lado, la identificación y selección de puntos en los Pasos 1 y 2 del algoritmo según los criterios de SNR induce la sobrefragmentación puntual de algunas de estas estructuras cinemáticas (e.g. Filamento 32). Por último, en algunos casos concretos, estos mismos criterios de SNR limitan la identificación de estructuras en regiones con espectros de baja calidad o SNR (e.g. Núcleo 2). Todos estos efectos afectan principalmente a las medidas de la longitud y al número total de filamentos coherentes y haces identificados en la región. No obstante, y a partir de una inspección directa de las diferentes estructuras en velocidad detectadas por FIVE, se estima que únicamente un 15% de estos objetos se encuentra influido por procesos de mezcla, sobrefragmentación y/o pérdida de sensibilidad, y por tanto la incidencia de estos factores durante los cálculos estadísticos posteriores es mínima.

En cuanto al estudio de las propiedades internas de los filamentos y haces, los parámetros derivados de la masa ( $M_{tot}$  y  $M_{lin}$ ) son los que presenta un mayor nivel de incertidumbre. El error en la medida de estas propiedades se estima en torno a un factor 2-3 de la masa presente en los filamentos y un factor 2-4 en los haces de Barnard 213. La fuente de este error proviene de la propia construcción del método. Para ambos casos la estimación de la masa está condicionada por la utilización de las especies moleculares de  $C^{18}O$  y  $N_2H^+$  y el desconocimiento preciso de sus abundancias y niveles de excitación. A todo ello hay que añadir que la selección de espectros por los criterios de SNR del ajuste gaussiano elimina gran parte de los espectros de baja intensidad que forman la emisión extendida de la nube. A partir de la comparación de la masa total derivada del  $C^{18}O$  con la masa asociada a cada uno de estos tipos de objetos, la fracción del gas ignorada (por definición) en este análisis se estima en torno un 40% de la masa total de los filamentos. Este déficit en la estimación de la masa es mayor incluso para el caso de los haces, ya que el  $C^{18}O$  comienza a plantear problemas para trazar el medio intra-filamentos. La determinación precisa de estas propiedades requiere por tanto de observaciones más profundas o, incluso, la combinación de estas observaciones con trazadores moleculares de mayor abundancia sensibles a regímenes de densidad menores (e.g.  $^{13}CO$  ó  $^{12}CO$ ).

La utilización de trazadores moleculares no afecta sin embargo al estudio de las propiedades cinemáticas de las estructuras identificadas por FIVE. Al igual que ocurre

con los parámetros de la masa, FIVE deriva todas las propiedades cinemáticas a partir de la selección de espectros de  $\text{C}^{18}\text{O}$  y  $\text{N}_2\text{H}^+$ . Para evaluar el efecto del uso de estos trazadores moleculares y la selección del algoritmo de FIVE hemos comparado las propiedades cinemáticas derivadas de los filamentos coherentes y haces para dos muestras independientes de puntos, una primera muestra con todos los puntos ajustados y asociados con estos objetos y otra con un muestreo de estos mismos objetos a partir de una selección aleatoria de únicamente la mitad de sus puntos. Comparando la muestra original con la muestra aleatoria y diezmada hemos comprobado que las propiedades cinemáticas derivadas para ambas distribuciones (i.e.  $\langle \mathbf{V}_{lsr} \rangle$ ,  $\sigma \mathbf{V}_{lsr}$ ,  $\langle \sigma_{NT} \rangle$  y  $|\nabla \mathbf{V}_{lsr}|$ ) son similares con un error  $\leq 10\%$ . La determinación de las propiedades cinemáticas en FIVE son por tanto robustas e independientes de los trazadores utilizados tanto para el caso de los filamentos como el caso de los haces.

## 5.7. Conclusiones

En este capítulo hemos presentado el método de Friends-In-Velocity (FIVE) desarrollado en esta tesis para el estudio de observaciones moleculares a gran escala. A continuación resumimos los resultados más importantes de este método:

- FIVE describe una nueva colección de técnicas de análisis de datos moleculares para la caracterización de estructuras en velocidad dentro de las nubes moleculares. FIVE fundamenta su análisis de estructura en el estudio de las componentes en velocidad del gas como las unidades físicas fundamentales que describen el comportamiento cinemático del gas en el espacio. Dicho estudio se lleva a cabo en 2 pasos diferenciados. En una primera fase, FIVE realiza una identificación de las componentes del gas mediante un nuevo método semiautomático y supervisado de análisis de espectros moleculares a partir de su descomposición y ajuste por medio de gaussianas. Tras ello, y en una fase posterior, FIVE utiliza un algoritmo específicamente diseñado para reconocer estructuras definidas por patrones coherentes en velocidad a partir del análisis directo de los centroides de línea en el espacio PPV.
- Todos los procedimientos seguidos por FIVE para la caracterización de los espectros y la posterior identificación de estructuras han sido automatizados y estandarizados para su aplicación general en el estudio de observaciones de líneas

moleculares a gran escala. FIVE incluye además una serie de rutinas automáticas para facilitar el estudio de las propiedades físicas de las estructuras cinemáticas identificadas por este método (Sección 5.5.2). Todos estos programas desarrollados para FIVE en esta tesis se han realizado a partir de plataformas de software libre (GILDAS y R) y se espera poder ponerlos a libre disposición de la comunidad científica en un breve espacio de tiempo.

- Las limitaciones de FIVE se centran principalmente en aspectos técnicos. La falta de un algoritmo eficiente que permita realizar la identificación de componentes por velocidad de manera automática hace que el proceso de ajuste requiera la inspección visual de los espectros (Sección 5.3). Aunque optimizado para el tratamiento masivo de grupos de espectros, este proceso supervisado es relativamente lento comparado con los algoritmos automáticos previos. Por otro lado, y para minimizar los efectos subjetivos de este ajuste manual, FIVE incluye diversos controles internos (separación mínima entre componentes, número mínimos de espectros dentro del subcampo, etc...). Estos controles, así como algunos de los parámetros del algoritmo de FoF (Sección 5.4), limitan sin embargo la separación de las componentes por velocidad y las extensiones mínimas de las estructuras a la que es sensible el método.
- Aunque costosos en tiempo, los ajustes de las componentes de los espectros proporcionan a FIVE una ventaja analítica respecto a los métodos de identificación de estructuras anteriores. El tratamiento de toda la información cinemática presente en los espectros a partir de estos algoritmos clásicos requiere un considerable esfuerzo de computacional para estudiar la correlación de los diferentes píxeles de emisión a lo largo la nube. Este volumen de cálculo crece además rápidamente con el número de espectros considerados, tanto si se aumenta la resolución espacial de las observaciones como el área a estudio. Por contra, los ajustes gaussianos llevados a cabo por FIVE permiten reducir toda la información cinemática de la emisión presente en los espectros a 3 parámetros fundamentales:  $V_{LSR}$ ,  $\Delta V$  y  $T_B$ . Una vez descompuesta toda la emisión por componentes, la identificación por velocidades de este nuevo método simplifica la identificación de estructuras en velocidad a un problema “geométrico” de conexión de un número reducido de puntos en el espacio PPV (Sección 5.4). Además, mediante la variación de unos sencillos parámetros de correlación dentro del algoritmo, estos mismo ajustes pueden utilizarse para estudiar los distintos niveles jerárquicos dentro de las nubes moleculares (Secciones 5.5.2

y 5.5.3). Por último, y por primera vez en este tipo de métodos, la correlación de ajustes de múltiples especies moleculares permiten además a FIVE tratar de manera simplificada e intuitiva los efectos de depleción (Sección 5.5.1).

- Las capacidades de FIVE pueden verse a partir de la aplicación de esta nueva metodología en el análisis de las observaciones moleculares de Barnard 213 (Hacar et al. 2012). En este caso, FIVE ha permitido el ajuste y descomposición de más de 46000 espectros de  $C^{18}O$  (1-0) y  $N_2H^+$  (1-0), obteniendo la identificación sistemática y homogénea de casi 12000 componentes a lo largo de la nube con una eficiencia de más del 85%. A partir de su algoritmo de análisis de coherencia cinemática, FIVE ha identificado de manera automática 35 filamentos coherentes en velocidad a nivel subsónico similares a las estructuras identificadas en L1517. Así mismo, la aplicación de este algoritmo a nivel transónico ha permitido identificar, por primera vez, un nuevo tipo de estructuras cinemáticas a las que hemos denominado haces ó familias de filamentos. Estos haces se encuentran internamente formados por conjuntos de filamentos coherentes entrelazados en el espacio PPV y definen un nivel jerárquico intermedio entre los filamentos y la propia nube.
- En términos de análisis de estructura, los resultados de FIVE en Barnard 213 son compatibles con las observaciones de alta sensibilidad de Herschel en esta misma región (Sección 5.6). Aún con observaciones mucho más limitadas en calidad, el análisis por velocidad llevado a cabo por FIVE permite explicar la mayor parte de la emisión y subestructuras observadas en los mapas de nubes moleculares en el continuo de Herschel para densidades de columna equivalentes de  $A_V \geq 3-4^{mag}$ , desentrañando además aquellas regiones con superposición de estructuras a lo largo de la dirección de observación.

## **6 NGC 1333: Formación de núcleos densos en cúmulos**

El último capítulo de esta tesis está dedicado al estudio de la región de formación estelar de NGC 1333. Este capítulo completa las investigaciones llevadas a cabo en esta tesis mediante el estudio del proceso de formación de núcleos densos en regiones de formación en cúmulos. La motivación del mismo surge como un intento de aplicar los conocimientos aprendidos en regiones de formación estelar aislada y distribuida como Tauro en regiones de complejidad creciente. Aunque aún provisionales, los resultados de estas investigaciones describen la nueva línea de trabajo que se espera pueda ser seguida tras la consecución de esta tesis doctoral.

### **6.1. Introducción**

En los capítulos precedentes hemos estudiado el proceso de formación de núcleos densos en varias regiones dentro del complejo molecular de Tauro. Clásicamente, la nube molecular de Tauro es descrita como el paradigma de formación estelar aislada y quiescente. Sin embargo, la mayor parte de las estrellas de la Galaxia (90%) se forman en grupos ó cúmulos mucho más activos y compactos que esta nube (Lada & Lada 2003). Cualquier intento de caracterización del proceso general de formación de estrellas en nubes moleculares requiere por tanto el estudio de la formación de núcleos densos en entornos de formación en cúmulos estelares.

Dado el fuerte y rápido impacto de la población estelar formada en el interior de un cúmulo sobre el gas molecular presente en la nube, el estudio de la formación de núcleos densos en estas regiones requiere la observación de este tipo de objetos durante las primeras fases de su evolución. De entre los diferentes cúmulos estelares conocidos en



Figura 6.1: Región de formación estelar de NGC 1333 observada en el rango óptico. Imagen cortesía de E. Ivanov (<http://www.emilivanov.com>). En la imagen pueden observarse claramente la nebulosa de reflexión (en azul) creada por las estrellas BD+30°549 y SSV 3, así como la fuerte actividad estelar presente en la región más embebida de NGC 1333 (regiones horadadas e iluminadas por los YSO embebidos, observadas en rojo y amarillo en el interior de la nebulosa oscura de L1450 en el centro de la imagen).

las nubes cercanas, NGC 1333 es un caso único para llevar a cabo este tipo de estudios. Tras  $\rho$ -Oph ( $D \sim 140$  pc), NGC 1333 es el cúmulo estelar embebido más cercano al Sol ( $D \sim 235$  pc; Hirota et al. 2008). Situado al Oeste del complejo molecular de Perseo, NGC 1333 está formado al menos  $1200 M_{\odot}$  de gas molecular (medidas en  $^{13}\text{CO}$ , Warin et al. 1996;<sup>1</sup>) organizadas en torno a una estructura alargada (*ridge*) con más de 1 deg de longitud (ver Figura 6.1). Junto con IC 348, NGC 1333 es uno de los dos cúmulos

<sup>1</sup>Medidas corregidas a la distancia de 235 pc respecto a los valores originales dados en los artículos.

estelares más prominentes de Perseo con  $\sim 150$  YSOs confirmados. Comparado con IC 348, presenta sin embargo una formación estelar más reciente dominada por una población de estrellas con una edad de  $\sim 10^6$  yr (Lada et al. 1996). NGC 1333 presenta además una alta fracción del material molecular en forma de gas denso aún prestelar ( $\sim 200 M_{\odot}$  con  $n(\text{H}_2) \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , a partir de medidas de  $\text{NH}_3$  según Lada et al. 1974; <sup>1</sup>), lo que le confiere la posibilidad de formar todavía un elevado número de estrellas.

La proximidad y juventud de NGC 1333, junto con el hecho de que sea fácilmente observable desde el hemisferio norte ( $\delta = +30.5^\circ$ ), han convertido a esta región en uno de los cúmulos estelares jóvenes más conocidos, investigados a lo largo de todo el espectro electromagnético (rayos X, óptico, IR, radio...) tanto en observaciones a gran escala como de alta resolución (una lista completa de referencias puede encontrarse en Walawender et al. 2008). Clásicamente, la región de NGC 1333 es conocida por su prominente nebulosa de reflexión observable en el rango óptico (van den Bergh 1966). Dicha nebulosa se encuentra producida por el fuerte campo de radiación UV proveniente de las estrellas BD+30°549 y SSV 3 de tipos espectrales B8 y B5 respectivamente (Racine 1968; Strom et al. 1974). El resto de la población estelar de NGC 1333 presenta, por su parte, una extensa variedad de fuentes IRAS (Jennings et al. 1987), muchas de ellas múltiples, entre las que destacan 3 objetos Clase 0: SVS 13 (IRAS 3), IRAS 4A e IRAS 2A (Ver Figura 6.2a). Además de estos objetos, NGC 1333 contiene una amplia población de objetos estelares donde se identifican, al menos, 39 protoestrellas Clase 0/I y 94 objetos Clase II detectados mediante observaciones de Spitzer (Gutermuth et al. 2008). Muchos de estos objetos presentan así mismo una prominente actividad de flujos bipolares con hasta 30 grupos de objetos HH asociados con al menos 12 fuentes diferentes en la región central de NGC 1333 (Bally et al. 1996). Internamente, la mayor parte de las estrellas pertenecientes a NGC 1333 se concentran en una región de  $\sim 20 \times 20$  arcmin<sup>2</sup> en la parte más embebida del cúmulo conocida como nebulosa oscura L1450 (ó Barnard 205; Barnard et al. 1927; Lynds 1962). Entre estas estrellas, los objetos clasificados como Clase II se organizan en dos subcúmulos, uno centrado alrededor de las estrellas BD+30°549 y SSV 3 y otro localizado en la región en torno a SVS 13 e IRAS 2, mientras que, por su parte, los objetos más jóvenes de Clases 0/I siguen una distribución similar al gas denso en el interior de NGC 1333 (Lada et al. 1996; Gutermuth et al. 2008) (Figura 6.2 b). Por último, NGC 1333 contiene alrededor de cuarenta núcleos densos (con y sin estrella) organizados en una compleja red de filamentos observados en el continuo y en diversas moléculas (Sandell & Knee 2001; Walsh et al. 2007; ver Secciones 6.3.2 y 6.3.3).

El objetivo de este trabajo es estudiar los mecanismos de formación de núcleos en la región de NGC 1333 como región representativa de formación estelar en cúmulos. Para ello, disponemos de una nueva serie de observaciones moleculares de esta región las cuales serán presentadas en la Sección 6.2. Los resultados preliminares del análisis de estos datos se exponen en la Sección 6.3, con especial hincapié en el estudio de las estructuras coherentes en velocidad identificadas en esta región y su correlación con los núcleos densos y estrellas formados en NGC 1333. Así mismo, y ya en la Sección 6.4, se resumirán las principales conclusiones derivadas de este análisis.

## 6.2. Observaciones

Hemos observado la región central de NGC 1333 haciendo uso del radiotelescopio de IRAM30m en una campaña de observaciones llevada a cabo durante el mes de Diciembre de 2011. En dicha campaña se observaron simultáneamente las transiciones de  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1-0) (3 mm;  $\theta_{FWHM} \sim 25$  arcsec) y  $\text{C}^{18}\text{O}$  (2-1) (1 mm;  $\theta_{FWHM} \sim 11$  arcsec) haciendo uso del receptor EMIR. El grueso de las observaciones forman un mapa a gran escala en una región de  $\sim 230$  arcmin<sup>2</sup> centrado en la posición del núcleo Per73 de Rosolowsky et al. (2008b), con  $(\alpha, \delta)_{J2000} = (03^h 29^m 08.^s 90, +31^\circ 15' 12'')$ . La cobertura de esta región se llevó a cabo mediante una combinación de un mosaico de 25 submapas, típicamente de  $200 \times 200$  arcsec<sup>2</sup>, todos con un muestreo Nyquist a 1 mm, observados en orientaciones perpendiculares para minimizar las inestabilidades atmosféricas y del receptor (efectos de *striping*). Dichos mapas se realizaron mediante una observación continua según un método On-The-Fly (OTF) con una velocidad de scan  $v_{scan} = 5$  arcsec s<sup>-1</sup> y en modo de conmutación de frecuencias (FSw; *Frequency switching*) con un desplazamiento entre fases de  $\Theta_{throw, 3mm} = \pm 3.9$  MHz y  $\Theta_{throw, 1mm} = \pm 7.1$  MHz, respectivamente, y un tiempo de integración por fase de  $\tau_{phase} = 0.2$  s. A estos mapas se añadieron observaciones puntuales de algunas posiciones individuales (*tracks*) utilizando de nuevo un modo FSw con los mismos parámetros anteriores. En todos los casos los datos fueron tomados con el autocorrelador VESPA configurado según una resolución espectral en frecuencia de  $\delta\nu = 20$  kHz y un ancho de banda total de  $\Delta\nu = 40$  MHz, obteniéndose una resolución y un ancho de banda en velocidad de  $\delta V_{3mm} \sim 0.06$  km s<sup>-1</sup> y  $\Delta V_{3mm} \sim 130$  km s<sup>-1</sup> y de  $\delta V_{1mm} \sim 0.03$  km s<sup>-1</sup> y  $\Delta V_{1mm} \sim 55$  km s<sup>-1</sup> para las transiciones seleccionadas a 3 y 1 mm, respectivamente. La puntería del telescopio se comprobó cada  $\sim 1.5$ -2 h en el cuasar 0234+285 y se realizaron calibraciones cada

$\sim 15$  min. Finalmente, las intensidades medidas en los espectros, en unidades de temperatura de antena ( $T_A^*$ ), fueron convertidos a unidades de temperatura de haz principal ( $T_{mb}$ ) usando los valores de eficiencia estándares ( $B_{eff}$  y  $F_{eff}$ ) para cada una de las frecuencias observadas<sup>2</sup>.

Una región aproximadamente similar a la mapeada con IRAM 30m fue observada en el rango de ondas centimétricas con el radiotelescopio de Effelsberg 100m durante el mes de Noviembre de 2011. En este caso se observaron simultáneamente, y en la misma banda, las transiciones de  $\text{NH}_3$  (J,K) = (1,1) y (2,2) (1.3 cm;  $\theta_{FWHM} \sim 40$  arcsec) con el receptor en foco primario P13mm, haciendo uso del autocorrelador FFTS según una configuración estrecha (*narrow*), el cual proporciona una resolución espectral en frecuencia de  $\delta\nu = 6$  kHz y un ancho de banda total de  $\Delta\nu = 100$  MHz ó, de manera equivalente, una  $\delta V_{1.3cm} \sim 0.08$  km s<sup>-1</sup> y un  $\Delta V_{1.3cm} \sim 1300$  km s<sup>-1</sup> en la banda de 1.3 cm. La puntería se comprobó cada 2 h utilizando las fuentes de NGC7027 y 3C84, mientras que para asegurar una correcta calibración se observó regularmente la posición central de L1551<sup>3</sup>. Al igual que en el caso de IRAM30m, las observaciones llevadas a cabo en Effelsberg combinaron mapas y observaciones puntuales a lo largo de todo NGC 1333, usando como centro de referencia para todas ellas la posición del núcleo Per73. Todas estas observaciones se realizaron mediante un modo FSw con  $\Theta_{throw,1.3cm} = \pm 7$  MHz y un tiempo por fase de  $\tau_{phase} = 1$  s. En el caso de los mapas, éstos se llevaron a cabo de nuevo siguiendo un método OTF, con una  $v_{scan} = 5$  arcsec s<sup>-1</sup>, combinando observaciones en direcciones ortogonales en un mosaico de 18 submapas de tamaños típicamente de entre  $300 \times 300$  y  $100 \times 100$  arcsec<sup>2</sup>. Dichas observaciones han supuesto un hito para el radiotelescopio de Effelsberg 100m, ya que son el primer set de observaciones heterodinas llevadas a cabo en estas instalaciones combinando técnicas de OTF y FSw a gran escala.

Nuestro análisis por velocidad requiere una determinación de alta precisión de las velocidades Doppler del gas trazado por cada una de las moléculas. Para ello utilizamos las frecuencias más precisas conocidas para cada uno de los trazadores moleculares seleccionados. En nuestro caso, las frecuencias en reposo para las diferentes moléculas se han tomado como  $\nu = 93173.7640$  MHz para el  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1-0) (Pagani et al. 2009),

<sup>2</sup>Eficiencias del telescopio de IRAM30m: <http://www.iram.es/IRAMES/mainWiki/Iram30mEficiencias>

<sup>3</sup>La calibración de los datos provenientes de Effelsberg 100m debe realizarse a posteriori a partir de la corrección manual de la opacidad del cielo y la ganancia del receptor dependiente de la altura de observación. Estas correcciones no han sido aún realizadas en nuestros datos, por lo que las intensidades de los espectros se encuentran en unidades de  $T_A$ .

219560.3582 MHz para el  $C^{18}O$  (2-1) (Cazzoli et al. 2003), 23694.4949 MHz para  $NH_3$  (1,1) y 23722.6349 MHz para  $NH_3$  (2,2) (Kukolich 1967).

El resultado de las observaciones en los radiotelescopios de IRAM30m y Effelsberg 100m es la obtención de más de  $2.7 \times 10^5$  espectros de  $N_2H^+$  (1-0) y  $\sim 4 \times 10^4$  espectros de  $NH_3$  (1,1) y (2,2). Cada uno de los espectros individuales ha sido reducido en CLASS de manera independiente a partir del análisis de cada uno de los subscans obtenidos durante la observación, corrigiendo la respuesta de cada receptor mediante la aplicación de una base de orden 3. Para mejorar la SNR de los espectros, los cubos finales de datos para cada una de las especies observadas se ha obtenido a partir de sucesivos promedios cada  $20 \times 20$  arcsec<sup>2</sup>. El resultado final es la obtención de  $\sim 2100$  espectros para cada una de las transiciones observadas de  $N_2H^+$  y  $NH_3$  los cuales cubren toda la región central de NGC 1333 (Ver Figura 6.2).

Aunque observado simultáneamente con el  $N_2H^+$  (1-0), problemas derivados de un mal funcionamiento del sintetizador de frecuencias en el receptor de EMIR E230 durante parte de nuestras observaciones en IRAM 30m han obligado a la eliminación de  $\sim 50\%$  de los espectros de  $C^{18}O$  (2-1). Los datos disponibles actualmente de  $C^{18}O$  (2-1) no permiten hacer un análisis detallado de la cinemática del gas trazado por esta molécula en NGC 1333, por lo que no serán tratados durante la exposición de los resultados preliminares presentados en este capítulo. No obstante, una nueva sesión de observaciones de la región de NGC 1333 ha sido recientemente programada en el radiotelescopio de IRAM 30m. Se espera que esta nueva sesión proporcione los datos necesarios para completar este estudio.

## 6.3. Resultados provisionales

### 6.3.1. Mapas de emisión integrada

Las Figura 6.2 muestra los mapas de emisión integrada de  $NH_3$  (1,1) (Fig. 6.2c) y  $N_2H^+$  (1-0) (Fig. 6.2d) en NGC 1333 obtenidos en nuestras observaciones. La característica más evidente de estos mapas es la correlación directa que existe entre la emisión de  $NH_3$  y  $N_2H^+$  en esta región. Como puede verse en la figura, la emisión de ambas moléculas presenta una distribución similar tanto morfológica como en la posición de sus máximos. Las diferencias entre estas moléculas se identifican principalmente por

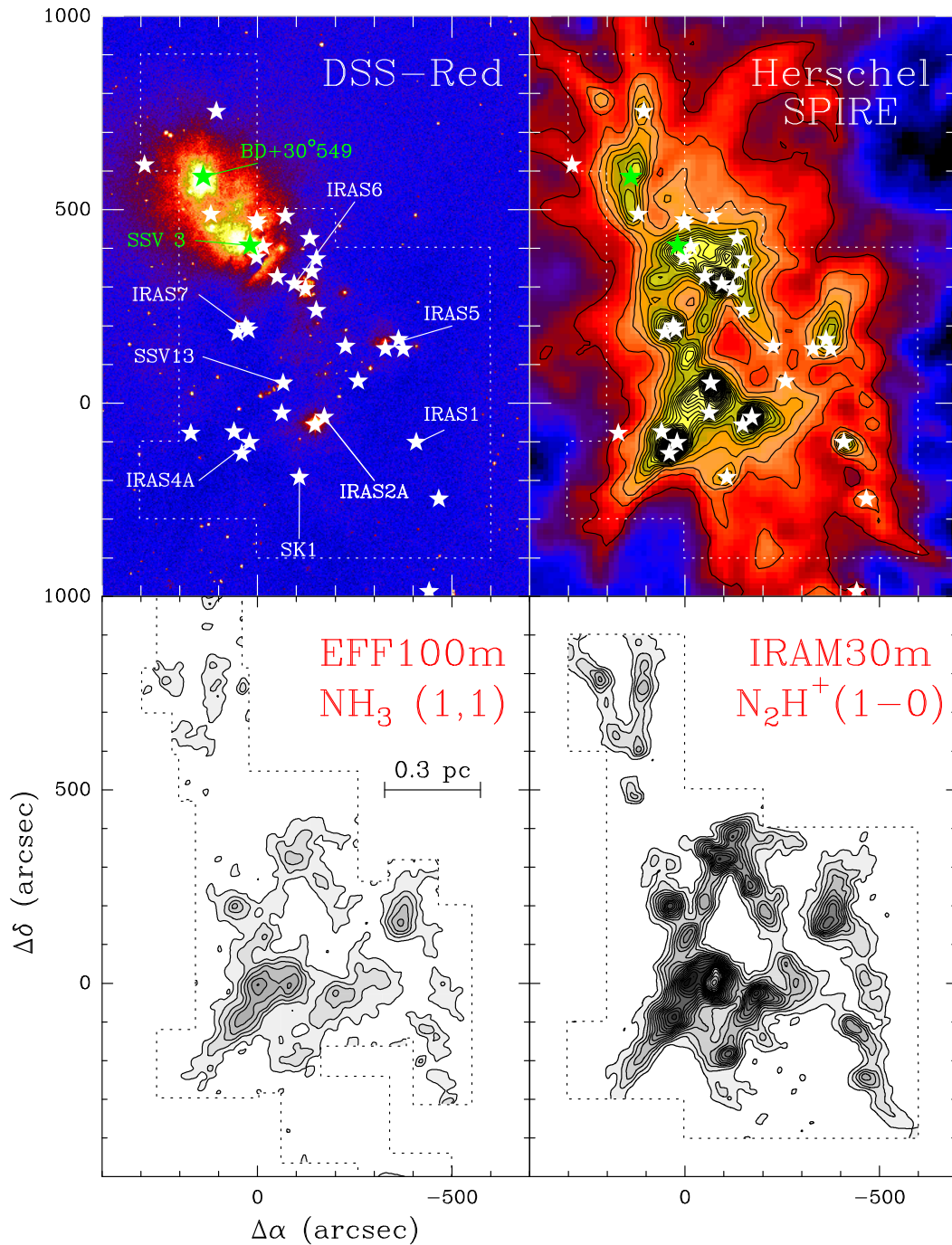


Figura 6.2: Observaciones de la región central de NGC 1333. De arriba a abajo y de izquierda a derecha: (1) Imagen óptica DSS-Roja; (2) Mapa de la emisión del continuo de Herschel-SPIRE a  $250 \mu\text{m}$ ; (3) Mapa de emisión integrada de  $\text{NH}_3$  (1,1) obtenido en el radiotelescopio de Effelsberg 100m (contornos cada  $0.7 \text{ K km s}^{-1}$  en unidades de  $T_A$ ); (4) Mapa de la emisión integrada de  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1-0) obtenido de las observaciones con el radiotelescopio de IRAM 30m (contornos cada  $1 \text{ K km s}^{-1}$ ). En las imágenes óptica y del continuo se indican las posiciones de los YSO Clase 0/I identificados en esta región a partir de los datos de SPITZER por Gutermuth et al. (2008) (estrellas blancas) así como de las 2 estrellas que iluminan la nebulosa por reflexión de NGC 1333 (estrellas verdes), BD+30°549 y SSV 3. En la imagen óptica las etiquetas identifican a los objetos más conocidos para facilitar su localización. Para los paneles (1), (2) y (4) la línea punteada indica la cobertura de los mapas de  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1-0), mientras que en el panel (3) indica la cobertura de los mapas de  $\text{NH}_3$ .

la distinta sensibilidad y resolución de nuestros mapas de amoniaco obtenidos en el radiotelescopio de Effelsberg 100m comparados con los datos de  $\text{N}_2\text{H}^+$  obtenidos en IRAM 30m (ver Sección 6.2). La correlación entre la emisión de  $\text{NH}_3$  y  $\text{N}_2\text{H}^+$  ha sido recientemente estudiada en Perseo por Johnstone et al. (2010). Tras la comparación de una muestra de 71 núcleos densos pre- y protoestelares, estos autores encontraron una correlación directa entre ambas moléculas, tanto en su relación de abundancias como en sus propiedades cinemáticas. El nivel actual de reducción de nuestros datos de amoniaco no nos permite realizar (aún) un análisis tan detallado como el llevado a cabo por Johnstone et al. Sin embargo, una relación preliminar punto a punto de los espectros de estas dos moléculas a lo largo de nuestros mapas indica que (1) la emisión integrada de  $\text{NH}_3$  (en  $T_A$ ) y  $\text{N}_2\text{H}^+$  (en  $T_{mb}$ ) siguen una relación lineal para todos los puntos con  $I(\text{N}_2\text{H}^+) \gtrsim 1 \text{ K km s}^{-1}$  (esto es, el segundo contorno en la Fig. 6.2 d), y (2) que la diferencia en velocidades de ambas moléculas es típicamente  $\leq 0.2 \text{ km s}^{-1}$ . De acuerdo con las conclusiones de Johnstone et al. (2010), dicha correlación espacial y en intensidad de los mapas en la Fig.6.2 parece indicar entonces que la emisión de  $\text{NH}_3$  (1,1) y  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1-0) trazan por tanto el mismo gas dentro de la región de NGC 1333.

Los puntos más brillantes en emisión integrada en los mapas de  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1-0) y  $\text{NH}_3$  (1,1) se encuentran, en la mayoría de los casos, asociados a las posiciones de las fuentes IR identificadas en NGC1333 como IRAS 1, 2, 4, 5, 6 y 7 (Fig. 6.2a). Cada uno de estos máximos coinciden a su vez con los máximos de emisión en el continuo, tanto en los mapas en emisión de SCUBA a 850 y 450  $\mu\text{m}$  (Sandell & Knee 2001) como en los datos más recientes de Herschel a 250  $\mu\text{m}$  (Fig. 6.2b). La relación entre los máximos de emisión de  $\text{N}_2\text{H}^+$ ,  $\text{NH}_3$  y la posición de las estrellas ha sido ya previamente identificada observacionalmente en NGC 1333. En la mayoría de estos máximos se observan además líneas moleculares con anchuras típicas ( $\Delta V$ ) estadísticamente más anchas que las observadas en las regiones sin estrella (Walsh et al. 2007). Dichos máximos de emisión con líneas más turbulentas están asociados a un efecto de calentamiento del gas ( $T_K \sim 15 \text{ K}$ ) por parte de las fuentes embebidas en estas regiones (Rosolowsky et al. 2008b).

Existen no obstante 2 excepciones donde la emisión molecular trazada en nuestros mapas no sigue la emisión del continuo dentro de la región estudiada. La primera de estas excepciones se centra en la región alrededor de las estrellas BD+30°549 y SSV 3 (i.e. IRAS 8;  $(x,y) \sim (+100,+500) \text{ arcsec}$ ). Como puede verse en la Fig. 6.2, aún con una prominente emisión en el continuo (Fig. 6.2b) toda esta región resulta casi invisible para las moléculas de  $\text{N}_2\text{H}^+$  y  $\text{NH}_3$  (Fig. 6.2 c y d). En este caso, la presencia de la nebulosa

por reflexión asociada a estos objetos (Fig.6.2 a) sugiere que el material molecular ha sido ya fotodisociado por el fuerte campo de radiación UV proveniente de estas estrellas. Por otro lado, el máximo de emisión de  $N_2H^+$  y  $NH_3$  en la región de SSV 13 (IRAS 3) se encuentra desplazado respecto a la posición del máximo de emisión en el continuo (Fig. 6.2 b). Este déficit de emisión molecular en la posición de SSV 13 ha sido previamente señalado por Walsh et al. (2007). Estudios interferométricos anteriores revelan un fuerte calentamiento del gas localizado en la posición de la fuente central de SSV 13 (i.e. VLA-3, de acuerdo con Rodríguez et al. 1997) a temperaturas  $\geq 40$  K (Rudolph et al. 2001). Por otro lado, parte del material molecular parece haber sido ya evacuado por el flujo bipolar de HH 7-11 (Lefloch et al. 1998). De nuevo, el exceso de emisión del continuo en esta región parece estar por tanto causado por un efecto combinado de sobrecalentamiento del polvo y fotodisociación del gas.

Fuera de los máximos de emisión anteriores, el material molecular trazado por el  $N_2H^+$  y el  $NH_3$  se concentra en forma de estructuras filamentosas. De entre todas estas estructuras destacan los filamentos formados al suroeste de IRAS 6, el filamento que conecta IRAS 4 y SSV 13 y el filamento alrededor de IRAS 2 (Fig. 6.2). Una estructura filamentosa similar ha sido ya observada por Walsh et al. (2007) en los mapas de emisión integrada de  $N_2H^+$  de NGC 1333. Comparado con este último trabajo, nuestros mapas presentan sin embargo una mayor sensibilidad a la emisión más extendida de  $N_2H^+$  en esta región (Compárese la Fig. 6.2d con la Fig. 3 de Walsh et al. 2007). De hecho nuestras observaciones trazan toda la emisión compacta observada en los mapas de Herschel dentro de esta región (Fig. 6.2b). Estas similitudes entre los mapas de continuo y nuestros mapas de IRAM 30m hacen del  $N_2H^+$  el trazador ideal para estudiar la estructura interna del gas dentro del cúmulo de NGC 1333.

### 6.3.2. Estructura interna del gas en NGC 1333: Filamentos coherentes en velocidad.

La estructura cinemática del gas en el interior de la región de NGC 1333 presenta, al igual que ocurría en regiones como B211 (Capítulo 4), una enorme riqueza cinemática. Las componentes del gas observadas en los espectros de  $N_2H^+$  y  $NH_3$  de esta región presentan una gran variabilidad con claros gradientes internos de velocidad dentro de un rango de velocidades de entre 6.2 y 9.0  $km\ s^{-1}$ . Como se ilustra en la Figura 6.3, la inspección de nuestros datos de  $N_2H^+$  revela la presencia de amplias regiones con

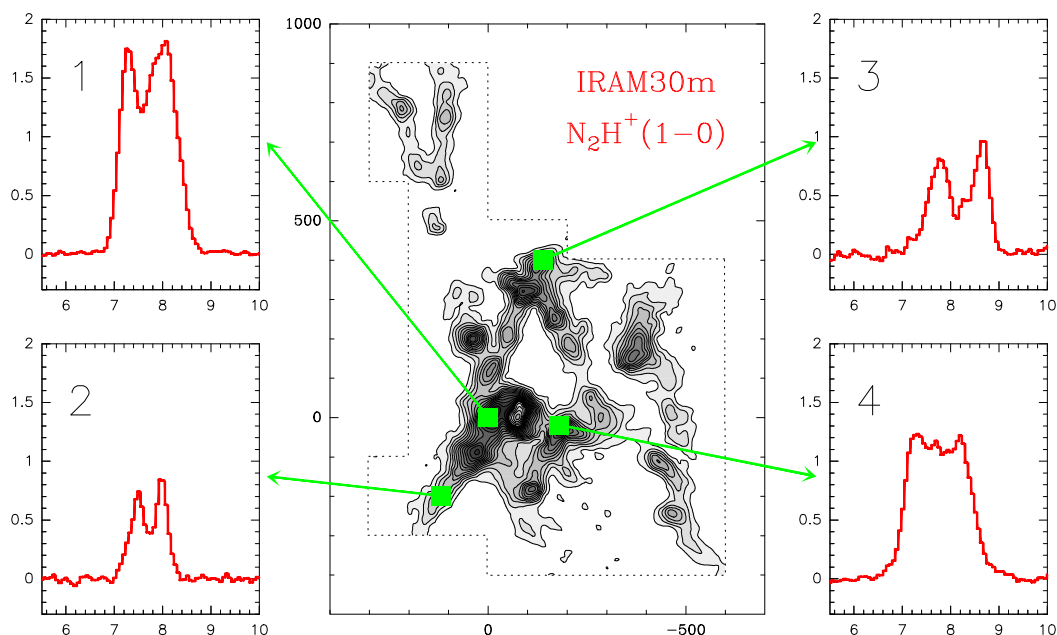


Figura 6.3: Espectros representativos de  $N_2H^+$  en NGC 1333 con múltiples componentes en velocidad. En rojo se muestran la componente aislada de los espectros de  $N_2H^+$  (1-0) en 4 posiciones (x,y) [arcsec] a lo largo de esta región: (1) (0,0); (2) (+120,-200); (3) (-140,+400); (4) (-180,-20).

espectros con múltiples componentes en velocidad, algunos de ellas ya identificadas en estudios previos (e.g. núcleos 99, 103 y 106 de Kirk et al. 2007a). Típicamente estos espectros presentan 2 componentes con diferencias de  $\sim 0.5-1.0 \text{ km s}^{-1}$  (espectros 1-3). Existen además casos puntuales más extremos donde se sugiere la presencia de hasta 3 componentes en velocidad (espectro 4). Aunque más compleja de diferenciar por el solapamiento de sus componentes hiperfinas y la peor sensibilidad de los espectros, esta estructuración con múltiples componentes en velocidad se observa igualmente en nuestros datos de  $NH_3$ , así como en varios espectros de alta calidad de esta molécula de estudios anteriores (Rosolowsky et al. 2008b; e.g. posiciones de Per38, Per54 y Per82). Muchos de estos espectros múltiples se observan en los nodos donde parecen conectarse las estructuras filamentosas identificadas en los mapas de área integrada, mientras que los espectros simples parecen concentrarse en las regiones más rectilíneas y aisladas de estos filamentos. Este tipo de estructura de componentes múltiples, similar a la observada en Barnard 213 (Hacar et al. 2012), parece indicar de nuevo la presencia múltiples estructuras en velocidad superpuestas a lo largo de la dirección de observación dentro de la región de NGC 1333.

Para caracterizar la estructura interna del gas en la región de NGC 1333 hemos utilizado el método de FIVE desarrollado en el Capítulo 5 de esta tesis. Para ello, FIVE

se ha modificado para su aplicación en los datos de  $N_2H^+$  (1-0) provenientes de nuestras observaciones de IRAM 30m. En este caso, los parámetros tanto del método de descomposición de la emisión (Sección 5.3) como del algoritmo de identificación de estructuras (Sección 5.4) se han aplicado siguiendo los mismos criterios de selección espacial y correlación cinemática subsónica utilizados en Tauro ( $\sim 140$  pc, Elias (1978)) adaptados a la nueva distancia de NGC 1333 ( $= 235$  pc, Hirota et al. 2008). Primero, el proceso de descomposición por componentes llevada a cabo por FIVE se realiza mediante el ajuste (hiperfino) de los diferentes espectros dentro de esta región a partir de su análisis por grupos de correlación definidos por una distancia de  $L_{corr} = 100$  arcsec, esto es en grupos de  $5 \times 5$  espectros según la resolución de 20 arcsec, y con unos criterios de selección dados por  $N_{spec} \geq 3$  espectros,  $RMS_0 \sim 0.1$  K y  $SNR \geq 3$ . Una vez obtenidos los centroides de línea de todas las componentes identificadas en  $N_2H^+$ , se ha aplicado el algoritmo de identificación de estructuras de FIVE siguiendo unos criterios tales que  $\Delta x = \Delta y = 40$  arcsec,  $\Delta V_{lsr} = 0.2$  km s $^{-1}$ ,  $SNR_0 = 5$  y  $\rho_{PPV} = 4$  puntos para la identificación de los puntos intensos de alta densidad en el espacio PPV (Paso 1), unos parámetros de  $L_{friends} = 80$  arcsec,  $|\nabla V_{lsr}|_{friends} = 3$  km s $^{-1}$  pc $^{-1}$  y  $N_{min} = 5$  puntos para la aplicación del algoritmo de FoF (Paso 2), y unos valores de  $L_{assoc} = 40$  arcsec,  $|\nabla V_{lsr}|_{Assoc} = 3$  km s $^{-1}$  pc $^{-1}$  para el proceso final de asociación (Paso 3)<sup>4</sup>.

El resultado de la aplicación de FIVE sobre los 2090 espectros de  $N_2H^+$  (1-0) observados en NGC 1333 es la obtención de 1307 componentes individuales con  $SNR \geq 3$ . A partir de estos ajustes, y utilizando los parámetros anteriores para el estudio de las estructuras cinemáticas dentro del espacio PPV, FIVE identifica 12 estructuras coherentes en velocidad a nivel subsónico dentro del cúmulo de NGC 1333, con una eficiencia de asignación de puntos del  $\sim 83\%$ . Según un análisis de sus diámetros principales (ver a continuación), estas estructuras presentan una morfología alargada con relaciones de tamaño  $\sim 3.5:1$ . Este resultado indica que la gran mayoría del gas en NGC 1333 se encuentra altamente estructurado cinemáticamente en forma de filamentos coherentes en velocidad.

Para estudiar las propiedades de estos filamentos coherentes hemos definido el eje principal de cada una de estas estructuras siguiendo, de nuevo, una aproximación geométrica en dos pasos similar a la empleada en la caracterización de filamentos en Barnard 213 aplicada esta vez según una  $\Delta L_{axis} = 40$  arcsec (ver Fig. 5.13). Los ejes principales

<sup>4</sup>Nótese que, a la distancia de 235 pc, la elección anterior de  $L_{friends}$ ,  $|\nabla V_{lsr}|_{friends}$ ,  $L_{assoc}$ ,  $|\nabla V_{lsr}|_{Assoc}$  asegura de nuevo un nivel de correlación subsónica (i.e.  $\leq c_s$ ) entre puntos dentro del espacio PPV con una tolerancia máxima de velocidad de  $|\Delta V_{lsr}| \leq 0.19$  km s $^{-1}$  (ver Sección 5.4).

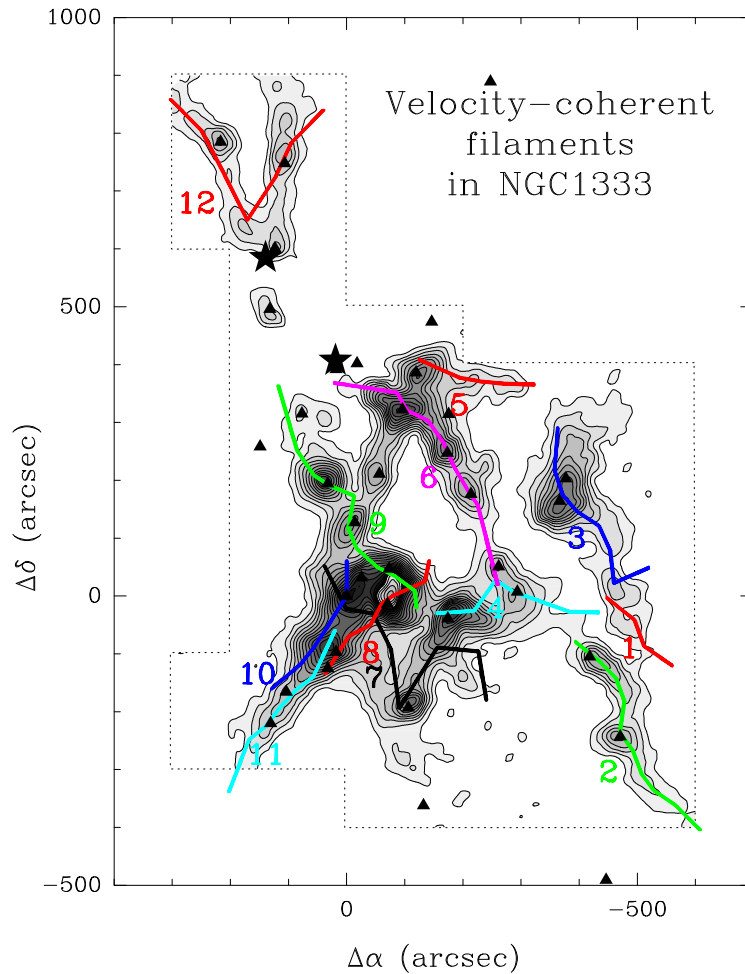


Figura 6.4: Filamentos coherentes en velocidad identificados por FIVE en la región de NGC 1333 (colores) sobre el mapa de emisión integrada de  $N_2H^+$  (1-0) (escala de grises; Fig. 6.2). Las estrellas negras indican la posición de las estrellas BD+30°549 y SSV 3, mientras que los triángulos indican la posición de los núcleos densos identificados por Rosolowsky et al. (2008b).

deducidos para cada uno de los filamentos coherentes en velocidad identificados en NGC 1333 se pueden ver en la Figura 6.4. Como muestra la figura, y como se intuía de la inspección de los espectros individuales, estos filamentos parecen formar una red compleja de estructuras entrelazadas en el interior de NGC 1333. La complejidad de esta red de filamentos parece además aumentar hacia las regiones donde se encuentran los mayores focos de formación estelar en NGC 1333, tanto en la región que ha formado el subcúmulo norte cerca de SSV 3 e IRAS 6 (Filamentos 5 y 6) como, y muy especialmente, en la región más activa actualmente en torno a las estrellas SSV 13, IRAS 4 e IRAS 2 (Filamentos 4, 7, 8, 9, 10 y 11).

Tabla 6.1: Propiedades de los filamentos identificados por FIVE en NGC1333.

Fil ID	$\Delta\alpha^{(1)}$ (arcsec)	$\Delta\delta^{(1)}$ (arcsec)	L (pc)	$\langle V_{lsr} \rangle$ (km s <sup>-1</sup> )	$\sigma V_{lsr}/c_s$	$\langle \sigma_{NT} \rangle/c_s$	$ \nabla V_{lsr} $ (km s <sup>-1</sup> pc <sup>-1</sup> )	$N_{cores}^{(2)}$
01	-492	-44	0.2	7.6	0.6	0.91	0.27	0
02	-485	-224	0.4	7.3	0.4	0.75	0.42	2
03	-405	164	0.4	8.2	1.0	1.50	1.01	2
04	-277	-10	0.3	8.0	1.1	1.46	1.20	2
05	-219	386	0.2	8.4	0.6	1.35	0.80	0
06	-118	286	0.5	7.8	1.2	1.49	0.05	6
07	-100	-136	0.6	7.1	1.2	1.27	0.15	3
08	-68	-59	0.3	7.7	0.7	1.78	0.58	1
09	-2	141	0.5	8.4	1.0	1.49	0.78	4
10	58	-50	0.2	7.8	0.7	1.55	1.01	1
11	134	-209	0.3	7.7	1.3	0.94	1.45	3
12	160	743	0.5	7.4	0.6	0.66	0.05	3

Notas: (1) Offsets relativos calculados en proyección radio a partir de la posición  $(\alpha, \delta)_{J2000} = (03^h 29^m 08.^s 9, +31^\circ 15' 12'')$ .

(2) Núcleos densos, según el catálogo de Rosolowsky et al. (2008b), pertenecientes a los filamentos identificados por FIVE en NGC1333. Nótese que muchos de estos núcleos presentan más de un objeto embebido (e.g. IRAS 2a, b y c)

Una vez identificados todos los filamentos formados en la región de NGC 1333 hemos calculado todas sus propiedades físicas basándonos en los espectros asociados a cada una de estas estructuras coherentes. La Tabla 6.1 y la Figura C.1 del Apéndice C resumen los valores obtenidos para la razón de tamaños (AR), la longitud (L), la velocidad típica ( $\langle V_{lsr} \rangle$ ), la dispersión interna de velocidades ( $\sigma V_{lsr}$ ), la dispersión no-térmica típica del gas ( $\langle \sigma_{NT} \rangle$ ) y el gradiente global de velocidades ( $|\nabla V_{lsr}|$ ) de cada uno de estos objetos. Además de sus propiedades estadísticas, hemos estudiado las propiedades cinemáticas de los filamentos coherentes en velocidad en función de su eje principal. La distribución de los centroides de línea y dispersiones no-térmicas de velocidad a lo largo de estos objetos pueden encontrarse en las Figuras C.2 y C.3.

Los filamentos de NGC 1333 están caracterizados por presentar unos campos continuos de velocidad con suaves oscilaciones y gradientes internos de velocidad. A partir del análisis estadístico de las propiedades podemos concluir que estos objetos presentan unos tamaños típicos de  $L \sim 0.4$  pc con una  $AR \sim 3.5$ , y un campo interno de velocidad caracterizado por unos valores típicos de  $\sigma V_{lsr} \sim 0.85 c_s$ ,  $|\nabla V_{lsr}| \sim 0.6$  km s<sup>-1</sup> pc<sup>-1</sup> y  $\langle \sigma_{NT} \rangle \sim 1.3 c_s$ . Las propiedades cinemáticas anteriores se han calculado suponiendo que la temperatura cinética del gas es  $T_k = 10$  K. Como se vio en la Sección 6.3.1,

existen sin embargo evidencias de un aumento de la temperatura del gas hasta  $T_k \sim 15$  K en regiones cercanas a las fuentes embebidas en esta región (e.g. SSV3, IRAS 4, etc; Rosolowsky et al. 2008b). Los valores calculados anteriormente para la  $\sigma_{V_{lsr}}$  y  $\langle \sigma_{NT} \rangle$  según una  $c_s(10\text{ K}) (= 0.19 \text{ km s}^{-1})$  son por tanto cotas superiores de las propiedades cinemáticas de muchos de los filamentos dentro de esta región, pudiendo reducirse en algunos casos hasta en un  $\sim 20\%$  si  $c_s = c_s(15\text{ K}) (= 0.23 \text{ km s}^{-1})$ . No obstante, y aún asumiendo estas cotas superiores, estos resultados indican por tanto que los filamentos coherentes en velocidad en la región de NGC 1333 presentan campos de velocidad transónicos ( $\sim c_s$ ) a lo largo de toda su estructura.

La presencia de filamentos con bajas dispersiones de velocidad en NGC 1333 ha sido propuesta anteriormente en el caso particular de los filamentos al sureste y suroeste de IRAS 6 y al suroeste de SSV 13 por Walsh et al. (2007) (filamentos 6, 9 y 11 en nuestra notación, respectivamente). Además de en NGC 1333, estudios anteriores sugieren la presencia de múltiples filamentos en el interior de otros cúmulos estelares como  $\rho$ -Oph (Motte et al. 1998) y OMC-1 (Wiseman & Ho 1998). Medidas locales de la emisión de  $\text{N}_2\text{H}^+$  de algunos de estos objetos muestran que en regiones como  $\rho$ -Oph A (Di Francesco et al. 2004),  $\rho$ -Oph F (André et al. 2007) y  $\rho$ -Oph B (Friesen et al. 2009) existen múltiples componentes de gas asociadas a estructuras filamentosas con campos de velocidad transónicos caracterizados por una dispersión no-térmica de  $\sigma_{NT} \leq 1.5 c_s$  y una dispersión interna de velocidades de  $\delta V_{lsr} \lesssim c_s$ . La similitud de estos resultados parciales con nuestro estudio global de NGC 1333 sugiere por tanto que la formación de filamentos coherentes en velocidad es proceso general dentro de la evolución del gas en el interior de los cúmulos.

Según las simulaciones turbulentas, los filamentos se forman en las regiones de intersección de corrientes supersónicas (Padoan et al. 2001; en analogía a la formación de una recta mediante la intersección de dos planos). Las simulaciones que intentan modelizar la formación de cúmulos indican que este tipo de colisión de corrientes de gas supersónicas disipa eficientemente la turbulencia generando complejas redes de filamentos coherentes (Klessen 2001). Los filamentos en estos modelos son, no obstante, objetos altamente variables (e.g. Bonnell et al. 2011). Incluso los filamentos más quiescentes obtenidos en estas simulaciones (aquellos con dispersiones internas de velocidad  $\sigma_{NT} \sim c_s$ ) presentan campos internos de velocidad con gradientes tales que  $|\nabla V_{lsr}| \geq 10 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  y altas variaciones a lo largo de su estructura  $\delta V_{lsr}$  (Smith et al. 2012). Estos intensos campos de velocidad perturban eficientemente estas estructuras

destruyendolas en escalas de tiempo similares al tiempo dinámico de la nube  $\tau_{dyn}$  (i.e.  $\sim$  unos pocos  $10^5$  yr). Aunque cualitativamente parecidos, los filamentos observados en NGC 1333 presentan sin embargo dispersiones máximas de velocidad con  $\delta V_{lsr}$  subsónicas y  $|\nabla V_{lsr}| \leq 2-3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ . Esta estructura cinemática, similar a la encontrada en los filamentos de Barnard 213 (Hacar et al. 2012), sugiere por tanto que la evolución de los filamentos en el interior de los cúmulos es más lenta que la predicha en los modelos anteriores. De hecho, la presencia de objetos Clase I aún embebidos en estos objetos (ver Sección 6.3.3) ya indica que los filamentos de NGC 1333 deben ser estables (al menos) durante escalas de tiempo similares a las escalas de formación de estos YSOs de  $\sim 1 \text{ Myr}$  (Evans et al. 2009), esto es, varias veces el  $\tau_{dyn}$ . Esta estructura de filamentos quiescentes y coherentes en velocidad sugiere por tanto que la evolución del gas en los cúmulos es lenta, de acuerdo con Tan et al. (2006).

### 6.3.3. Núcleos densos en NGC 1333

La distribución de núcleos densos en la región de NGC 1333 ha sido caracterizada previamente en detalle en todo tipo de estudios en el continuo (Sandell & Knee 2001; Hatchell et al. 2005; Enoch et al. 2006), así como en varios trazadores moleculares como  $\text{N}_2\text{H}^+$  (Walsh et al. 2007) y  $\text{NH}_3$  (Rosolowsky et al. 2008b). Entre las diferentes muestras, el estudio de Rosolowsky et al presenta la compilación más completa y precisa al realizar una recopilación de los resultados anteriores comparando observaciones tanto de líneas moleculares como del continuo. De los 39 núcleos (pre- y protoestelares) identificadas en NGC 1333 por estos autores, 34 se encuentran dentro de la región cartografiada por nuestras observaciones. De entre ellos, todas los núcleos densos con  $T_B(\text{NH}_3) \geq 0.3 \text{ K}$  (i.e. 30 núcleos, 88 % de la muestra) son detectados en nuestros mapas a gran escala (ver Fig. 6.4). Nuestras observaciones capturan por tanto la mayor parte del gas que actualmente se encuentra formando estrellas dentro de esta región.

A partir de medidas de  $\text{NH}_3$ , Rosolowsky et al. (2008b) proporcionan un catálogo uniforme de las las posiciones (x,y) y velocidades del gas ( $V_{lsr}(\text{NH}_3)$ ) en cada uno de los núcleos de NGC 1333. Para identificar cada uno de los núcleos de Rosolowsky et al en nuestros datos de  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1-0) hemos seguido un criterio de asociación espacial y por velocidades según una distancia  $D < 20 \text{ arcsec}$  y una separación por velocidades  $|V_{lsr}(\text{NH}_3) - V_{lsr}(\text{N}_2\text{H}^+)| \leq 0.2 \text{ km s}^{-1}$ , esto es, similar a las diferencias típicas medidas en nuestras observaciones de  $\text{NH}_3$  y  $\text{N}_2\text{H}^+$ . Este criterio nos permite vincular

automáticamente cada una de estas condensaciones a los filamentos previamente identificados por FIVE (Sección 6.3.2). Siguiendo este análisis, 27 de los 30 núcleos (= 90%) previamente detectados en NGC 1333 se encuentran asociados a filamentos coherentes en velocidad (Tabla 6.1), mientras que sólo 3 de ellos, localizados no obstante en torno a la nebulosa generada por SSV 3 (Sección 6.3.1; e.g. núcleo en  $(x,y) \sim (+120,+500)$ ), se identifican como aislados. En estos 27 núcleos densos identificados en nuestros datos se encuentran embebidos la mayor parte de los objetos Clase 0/I detectados en NGC 1333 (ver Fig. 6.2 b). Esta relación entre el gas y las estrellas en el interior de la nube indica por tanto que los núcleos densos y estrellas de NGC 1333 se forman a partir de la fragmentación de filamentos coherentes en velocidad previamente formados en la nube.

#### **6.3.4. Formación de núcleos densos en nubes moleculares: formación aislada vs. formación en cúmulos**

Un problema fundamental en el estudio de la formación estelar es entender si los núcleos y estrellas en el interior de los cúmulos se forman del mismo modo que cuando lo hacen de manera aislada. Observaciones previas sugieren que los núcleos densos formados en cúmulos presentan dispersiones no-térmicas de velocidad más turbulentas que aquellos encontrados en regiones aisladas (Jijina et al. 1999). Por otro lado, los núcleos encontrados en el interior de los cúmulos son típicamente más densos, más compactos y presentan una distancia entre compañeros menor que los núcleos observados en nubes con poblaciones estelares más distribuidas. Así mismo, los núcleos formados en cúmulos presentan una mayor subestructura con múltiples objetos embebidos, mientras que los núcleos aislados exhiben formas simples y dan lugar a objetos individuales (Ward-Thompson et al. 2007). Típicamente los núcleos prestelares formados en cúmulos se encuentran inmersas en regiones con una mayor densidad de columna, en un ambiente más turbulento y con una actividad estelar mayor que sus contrapartidas aisladas, lo que clásicamente ha sugerido que las diferencias entre ambos regímenes de formación estelar tienen su origen en la influencia del entorno.

En esta tesis hemos estudiado la estructura del gas en las regiones de Barnard 213 (Capítulo 4) y NGC 1333 (este Capítulo). Estas dos nubes son regiones prototípicas dentro de las regiones de formación estelar de Tauro y Perseo, respectivamente. Para realizar el estudio de la estructura de estas dos nubes hemos aplicado en ambos casos el algoritmo de FIVE con los mismos parámetros, adaptados según la distancia de cada una

de estas nubes, tanto para la descomposición de la emisión como para el algoritmo de identificación de estructuras por velocidad. Los resultados de estos análisis nos permiten por tanto comparar directamente los mecanismos de formación de núcleos prestelares en regiones de formación estelar aislada como Tauro con los mecanismos de formación de núcleos densos en nubes como Perseo dominadas por una formación en cúmulos.

El primer resultado que se desprende del análisis comparativo de Barnard 213 y NGC 1333 es la semejanza existente entre los mecanismos de formación de núcleos en estas dos nubes. En ambos casos, nuestro análisis de la estructura interna demuestra que, antes de la formación de los núcleos densos, todo el gas de estas dos nubes se encuentra altamente estructurado formando filamentos coherentes en velocidad. Este resultado favorece la tesis principal de nuestro primer trabajo en L1517 (Hacar & Tafalla 2011) por la cual para formar un núcleo denso es necesario formar anteriormente un filamento coherente en velocidad. Nuestro estudio en NGC 1333 nos permite además afirmar que este mecanismo de formación de núcleos densos se produce no sólo en nubes relativamente tranquilas como Tauro sino que este mismo mecanismo parece igualmente dominar la formación de estos objetos en cúmulos mucho más complejos y activos como NGC 1333.

Otro resultado directo de nuestro análisis es la enorme similitud entre los tamaños y las propiedades cinemáticas de los filamentos coherentes en velocidad identificados en Barnard 213 y NGC 1333. Comparando los resultados de FIVE puede verse que los filamentos identificados en estas dos regiones comparten unos tamaños típicos con  $L \sim 0.5$  pc, y unos campos de velocidad oscilatorios caracterizados por una  $\sigma_{NT}$  y  $\delta V_{lsr}$  ambos  $\sim c_s$  (ver Tablas A.2 y 6.1). Estas similitudes entre las propiedades de los filamentos formados en regiones tan dispares como Barnard 213 y NGC 1333 sugieren la presencia de un mecanismo de formación de filamentos común en ambos casos. Aún cuando nuestras observaciones no nos permiten obtener una información detallada de este proceso de formación de filamentos, la detección generalizada de redes de filamentos transónicos ( $\gtrsim c_s$ ) con tamaños similares en Barnard 213 y NGC 1333 sugiere entonces que la formación de estos objetos en el interior de las nubes moleculares se ve favorecida por los procesos de disipación de turbulencia a escalas de  $\sim 0.5$  pc.

A pesar de sus similitudes cinemáticas y de tamaño, un estudio preliminar indica la presencia de una notable diferencia entre las masas de los filamentos coherentes que dan lugar a la formación de núcleos densos y estrellas en Tauro y Perseo. Como se vio en Harcar et al. (2012), los filamentos de Barnard 213 (y L1517) presentan unas masas

totales típicas de  $M_{tot} \sim 12 M_{\odot}$  y unas masas lineales tales que  $M_{lin} \sim 14 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ . La inmensa mayoría de estos filamentos presentan además masas cercanas al equilibrio ( $M_{lin} \lesssim M_{lin,Ost}$ ), con la única excepción del filamento principal en el pequeño cúmulo de L1495 (Filamento 13), el cual presenta una  $M_{tot} \sim 100 M_{\odot}$  y una  $M_{lin} \sim 73 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$  ( $> 4 M_{lin,Ost}$ ). La falta de medidas de la temperatura del gas en los diferentes filamentos de Perseo nos impide obtener una estimación similar de los valores de  $M_{tot}$  y  $M_{lin}$  para los filamentos de NGC 1333. No obstante, estudios previos han estimado unas masas lineales típicas para los filamentos de Perseo entre  $47\text{-}115 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$  (Hatchell et al. 2005). Indirectamente, la detección de filamentos completos en una molécula como  $\text{N}_2\text{H}^+$ , sensible a densidades  $n(\text{H}_2) \gtrsim 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (Bergin & Tafalla 2007) sugiere igualmente la presencia de objetos más densos y compactos que los observados en  $\text{C}^{18}\text{O}$  en Tauro con  $n(\text{H}_2) \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$  (Hacar & Tafalla 2011). Estos valores parecen indicar entonces que los filamentos coherentes en velocidad formados en cúmulos como NGC 1333 (ó incluso L1495) son típicamente más masivos que los filamentos identificados en regiones con formación estelar más distribuida como Barnard 213<sup>5</sup>

Las diferencias entre Perseo y Tauro se observan también en el número de filamentos que forman estrellas en cada una de estas regiones. Para cuantificar este efecto hemos definido dos parámetros fundamentales que caracterizan la densidad de filamentos tanto por unidad de superficie ( $\rho_{2D}$ ) como en el espacio PPV ( $\rho_{3D}$ ). En este caso, y para realizar una comparación homogénea entre ambas regiones, hemos realizado este cálculo únicamente con los filamentos que forman núcleos densos con emisión en  $\text{N}_2\text{H}^+$ , esto es, aquellos filamentos fértiles (Hacar et al. 2012). A partir de esta selección,  $\rho_{2D}$  se ha definido según el número de filamentos con núcleos embebidos ( $N_{SF}$ ) por unidad de superficie observada ( $A$ ) en cada una de las nubes de Barnard 213 y NGC 1333, esto es  $\rho_{2D} = N_{SF}/A$ . Mientras,  $\rho_{3D}$  se calcula a partir de la densidad espacial de filamentos ( $\rho_{2D}$ ) dividido por el rango de velocidades al que se encuentran la emisión dentro de cada región ( $\Delta V_{lsr} = V_{lsr|max} - V_{lsr|min}$ ) según la relación  $\rho_{3D} = \rho_{2D}/\Delta V_{lsr}$ <sup>6</sup>. En el caso de Barnard 213 tenemos que, para un área mapeada de  $A = 1.6 \text{ deg}^2$ ,  $N_{SF} = 8$  filamentos forman estrellas dentro de un rango de velocidades de  $\Delta V_{lsr} \sim 1.1 \text{ km s}^{-1}$  (Tabla A.2). Por su parte,  $N_{SF} = 10$  filamentos de NGC 1333 presentan núcleos densos embebidos

<sup>5</sup>Próximamente se espera poder realizar un análisis detallado de la distribución de masas en los filamentos de NGC 1333 a partir de las medidas de la temperatura de las diferentes componentes del gas proporcionadas por los datos de  $\text{NH}_3$  (1,1) y (2,2).

<sup>6</sup>Por simplicidad los valores de  $V_{lsr|max}$  y  $V_{lsr|min}$  se toman, respectivamente, como los valores máximo y mínimo entre los valores típicos de la velocidad de todos los filamentos con formación de núcleos en cada región.

en un área de  $A = 232 \text{ arcmin}^2$  y dentro de un rango de velocidades de  $\Delta V_{lsr} \sim 1.3 \text{ km s}^{-1}$  (Tabla 6.1). A partir de los parámetros anteriores se obtiene unos valores para la densidad de filamentos de  $\rho_{2D} = 0.83 \text{ fils pc}^{-2}$  y  $\rho_{3D} = 0.75 \text{ fils pc}^{-2} (\text{km s}^{-1})^{-1}$  para Barnard 213 y de  $\rho_{2D} = 8.8 \text{ fils pc}^{-2}$  y  $\rho_{3D} = 6.8 \text{ fils pc}^{-2} (\text{km s}^{-1})^{-1}$  para NGC 1333. Comparando los valores de  $\rho_{2D}$  y  $\rho_{3D}$  puede verse cómo el cúmulo de NGC 1333 presenta, tanto espacialmente como en velocidades, una organización compacta del gas denso con una densidad de filamentos con formación estelar típicamente un orden de magnitud mayor que los encontrados en regiones con una formación estelar más distribuida como Barnard 213.

De acuerdo con los modelos de fragmentación de filamentos, la escala a la que un filamento se fragmenta gravitacionalmente ( $\lambda_{frag}$ ) para dar lugar a los núcleos densos es proporcional a la densidad central del filamento según  $\lambda_{frag} \propto n^{-1/2}$  (Larson 1985; ver Sección 1.3). A pesar de poder existir cambios en la densidad central de los filamentos durante su evolución, la fragmentación de los filamentos se encuentra favorecida a la escala  $\lambda_{frag,0}$  determinada por la densidad en el momento en que el gas de la nube se vuelve isoterma, i.e.  $\lambda_{frag,0} = \lambda_{frag}(n_{iso})$  (Kawachi & Hanawa 1998; Jappsen et al. 2005). Suponiendo que las densidades actuales de los filamentos de Barnard 213 y NGC 1333 son similares a las densidades originales durante su fragmentación, a igualdad de tamaños los filamentos compactos de NGC 1333 deberían por tanto fragmentarse en un número mayor de objetos que en el caso de los filamentos de menor densidad de Barnard 213. Según nuestras observaciones, el número de núcleos densos por filamento ( $N_{cores}$ ) es similar en ambos casos con un valor de  $N_{cores} \sim 2.5 \text{ cores fil}^{-1}$ . No obstante, los núcleos utilizados para el estudio de NGC 1333 provenientes de la muestra de Rosolowsky et al. (2008b) son, en muchos casos, objetos múltiples (e.g Per60 = IRAS 2a, 2b y 2c), mientras que la gran mayoría de núcleos de Tauro forman una única estrella. A partir de una inspección de los resultados de la literatura, se estima entonces que los filamentos de NGC 1333 forman entre un 20-50% más estrellas que los filamentos observados en Tauro (i.e  $N_{cores,N1333} \sim 1.2-1.5 N_{cores,Taurus}$ ).

La presencia de un mayor número de filamentos masivos con un número más elevado de fragmentos podría favorecer una mayor formación de estrellas en regiones como NGC 1333 respecto a nubes como Tauro. Para evaluar este efecto hemos calculado el número de núcleos densos formados en filamentos por unidad de superficie según la relación  $\rho_{cores} = N_{cores} \times \rho_{2D}$ . Sorprendentemente, la razón de densidades de núcleos densos formados en filamentos en las regiones de Tauro y NGC 1333 presenta un valor

aproximadamente similar a la razón entre las densidades de estrellas ya formadas en cada una de estas regiones (i.e.  $\rho_{cores,N1333}/\rho_{cores,Taurus} \sim \rho_{stars,N1333}/\rho_{stars,Taurus}$ ), donde  $\rho_{stars} = 1-10 \text{ stars pc}^{-2}$  (Gomez et al. 1993) y  $\rho_{stars} = 140 \text{ stars pc}^{-2}$  (Lada et al. 1996) respectivamente. Estos resultados sugieren la existencia de una correlación directa entre el número de filamentos activos (fértil) formados en una nube y la cantidad de estrellas formadas en su interior.

La correlación entre la cantidad de gas de las nubes moleculares y su nivel de formación estelar ha sido recientemente estudiada por Lada et al. (2010). Mediante medidas de extinción en las 11 nubes moleculares más importantes a distancias de  $\leq 0.5$  kpc, estos autores encontraron que, a partir de densidades de columna típicamente de  $A_{K,0} \gtrsim 0.8^{mag}$  (i.e.  $A_{V,0} \sim 7.8^{mag}$ ), existe una relación lineal entre la tasa de formación estelar de las nubes moleculares (*Star Formation Rate*, SFR) y la masa de gas denso presente en las mismas. En otras palabras, a mayor cantidad de gas denso mayor formación estelar dentro de las nubes moleculares. En un estudio posterior, Lada et al. (2012) vinculan estos resultados a los estudios extragalácticos que demuestran una correlación similar entre la luminosidad infrarroja de las galaxias ( $L_{IR}$ , utilizada como proxy de la SFR) y la luminosidad de estos objetos en la molécula de HCN ( $L_{HCN}$ , un trazador molecular sensible al gas denso presente en las galaxias) (Gao & Solomon 2004), lo que parece sugerir que la formación estelar dentro de las galaxias depende principalmente del proceso local de formación de gas denso (a  $A_K \geq A_{K,0}$ ) en las nubes moleculares individuales. Según las estimaciones de Lada et al. (2010), las regiones con  $A_{K,0} \gtrsim 0.8^{mag}$  se corresponden con las zonas de las nubes moleculares con densidades espaciales con  $n(\text{H}_2) \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . De acuerdo con nuestros trabajos en Barnard 213 y NGC 1333, todo el gas a tales densidades se encuentra en forma de filamentos coherentes en velocidad. Los diferentes regímenes de formación estelar observados entre estas nubes parecen estar por tanto originados por la eficiencia del gas en formar estos filamentos densos y coherentes en velocidad que dan lugar a la formación de núcleos densos. Nuevas observaciones de un mayor número de nubes moleculares a gran escala son no obstante necesarias para confirmar estos últimos resultados.

## 6.4. Conclusiones preliminares

A continuación resumimos los resultados más relevantes obtenidos del estudio de NGC 1333:

- Hemos investigado los mecanismos de formación de núcleos prestelares a partir del estudio de la estructura interna del gas en la región de formación estelar de NGC 1333. Para ello hemos hecho uso de una nueva serie de observaciones a gran escala de  $\text{N}_2\text{H}^+$  y  $\text{NH}_3$  obtenidas con los radiotelescopios de IRAM 30m y Effelsberg 100m. De acuerdo con los resultados previos, nuestras observaciones demuestran que todo el gas denso de NGC 1333 se encuentra altamente estructurado formando una compleja red de filamentos entrelazados en el centro de este cúmulo estelar. Mediante la aplicación del método de FIVE (Capítulo 5) en nuestros datos de  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1-0), hemos identificado 12 filamentos coherentes en velocidad en NGC 1333. Dichos filamentos contienen además la gran mayoría de núcleos densos identificados en esta región. Nuestros resultados demuestran por tanto que la formación de núcleos en cúmulos como NGC 1333 se realiza a partir de la fragmentación de filamentos coherentes en velocidad.
- En términos de tamaños y estructura interna, los filamentos coherentes en velocidad de NGC 1333 presentan características similares a los filamentos identificados en nuestros estudios previos en Barnard 213 (Hacar et al. 2012). Conjuntamente estos filamentos se encuentran caracterizados por unos tamaños típicos tales que  $L \sim 0.5$  pc, y unos campos de velocidad oscilatorios con  $\sigma_{NT}$  y  $\delta V_{lsr}$  tansónicos ( $\sim 1-1.5 c_s$ ). Esta similitud entre los filamentos coherentes en velocidad en regiones tan dispares como Tauro y Perseo sugiere un mecanismo de formación de núcleos densos común para las nubes moleculares, favorecido por la disipación de turbulencia a escalas típicas de  $\sim 0.5$  pc dentro de estos objetos.
- Comparativamente, las nubes de Barnard 213 y NGC 1333 parecen presentar no obstante diferencias claras en su nivel de organización interna. Típicamente, NGC 1333 presenta una densidad de filamentos con formación estelar ( $\rho_{2D}$  y  $\rho_{3D}$ ) un orden de magnitud mayor que en el caso de Barnard 213. Así mismo, la observación de regiones completas trazadas en  $\text{N}_2\text{H}^+$  sugiere que los filamentos encontrados en Perseo tienden a ser más masivos que los filamentos coherentes de Tauro. De confirmarse estas conclusiones, los diferentes regímenes de formación estelar en

cúmulos y en regiones aisladas podrían estar determinados por la eficiencia de las nubes en formar estos filamentos densos y coherentes en velocidad.

- Se espera poder presentar la versión definitiva de este estudio en una próxima publicación en la revista A&A durante el final de 2012 o principios de 2013 (Hacar & Tafalla in prep.).

## 7 Resumen y conclusiones finales

La formación de núcleos densos es el paso más crítico en el proceso de formación estelar. La transformación del gas en núcleos densos determina tanto la tasa de formación estelar como la distribución de masas de las estrellas en las nubes moleculares. Nuestro conocimiento del proceso de formación de núcleos es, sin embargo, muy limitado. Tras décadas de estudio la comprensión de los mecanismos físicos que gobiernan la formación de núcleos densos (turbulencia, campos magnéticos ó gravedad) sigue siendo materia de un amplio debate en la comunidad científica. La caracterización de este proceso requiere entender la relación entre el gas más denso en el interior de los núcleos y sus envolturas más difusas. Para ello, el estudio de las propiedades cinemáticas del gas en torno a los núcleos densos es una herramienta única para testear las predicciones de los diferentes modelos de formación estelar.

Con el objetivo de estudiar los mecanismos de formación de núcleos densos en las nubes moleculares, hemos investigado 3 regiones prototípicas de formación de estrellas: L1517, Barnard 213 y NGC 1333. Estas regiones han sido seleccionadas por presentar distintos grados de actividad y por cubrir los diferentes modos de formación estelar, desde las regiones con formación aislada hasta aquellas con formación en cúmulos. A partir de observaciones en líneas milimétricas a gran escala, hemos estudiado cada una de estas nubes haciendo uso de distintos trazadores moleculares sensibles a diferentes regímenes de densidad. En particular, nuestro trabajo se ha centrado fundamentalmente en la observación sistemática de las moléculas de  $C^{18}O$  y  $N_2H^+$ , trazadores selectivos del gas extendido de las nubes y el gas de los núcleos, respectivamente. Este trabajo representa la investigación más extensa sobre el proceso de formación de núcleos densos a partir de observaciones a gran escala en múltiples trazadores milimétricos llevada a cabo hasta la fecha.

Nuestro análisis se ha basado en la caracterización y parametrización de toda la información cinemática contenida en los espectros mediante el ajuste de gaussianas. Para

ello, hemos desarrollado una nueva metodología de análisis denominada FIVE, específicamente diseñada para el tratamiento masivo de observaciones milimétricas en líneas moleculares a gran escala. A partir de una aproximación de Friends-of-Friends, FIVE permite la identificación automática de las diferentes componentes del gas presentes en los espectros mediante el estudio de la distribución y la continuidad de los centroides de línea en el espacio PPV (*posición-posición-velocidad*).

Nuestro análisis de la cinemática del gas ha revelado la presencia de un nuevo tipo de estructuras en el interior de las nubes moleculares a los que hemos denominado *filamentos coherentes en velocidad*. Nuestras observaciones demuestran la presencia generalizada de estas estructuras en las tres regiones de L1517, Barnard 213 y NGC 1333. En todas ellas, los filamentos coherentes, con tamaños típicos de  $\sim 0.5$  pc, están caracterizados por presentar dispersiones internas de velocidad del orden (o incluso menor) de la velocidad del sonido y campos continuos de velocidad dominados por suaves gradientes y oscilaciones a lo largo de su eje principal. Las propiedades transónicas de estos objetos indican entonces que los filamentos coherentes en velocidad son las primeras estructuras dentro de las nubes desacopladas del régimen supersónico y turbulento que domina la dinámica del gas a gran escala.

En las tres regiones investigadas, la inmensa mayoría de los núcleos densos observados se encuentran dentro de filamentos coherentes en velocidad, lo que indica que la formación de un núcleo requiere la formación previa de uno de estos objetos. Nuestros estudios sobre la cinemática del gas muestran además que estos núcleos densos comparten las oscilaciones internas en velocidad de los filamentos de los que proceden. La coincidencia entre el campo de velocidad local de los núcleos y el campo de velocidad a gran escala de los filamentos coherentes indica que la transición filamento-núcleo se produce de manera cuasiestática y sin grandes cambios en las propiedades cinemáticas del gas. Más aún, los núcleos densos parecen heredar las propiedades cinemáticas de los filamentos coherentes donde se encuentran embebidos. Estos resultados demuestran que la disipación de turbulencia precede a la formación de los núcleos, en contraste con lo propuesto en trabajos anteriores.

Nuestros estudios señalan entonces a la formación filamentos coherentes en velocidad como el paso más determinante en el proceso de formación de núcleos densos en las nubes moleculares. Nuestras observaciones demuestran que estos filamentos coherentes dominan la estructura interna del gas previa a la formación de núcleos en el rango de densidades de  $10^3$ - $10^4$   $\text{cm}^{-3}$  en las tres regiones estudiadas en esta tesis. Estas mismas

observaciones sugieren además que el nivel de organización y las propiedades de estos filamentos podrían estar relacionadas con la complejidad de cada nube. De hecho el número, la densidad espacial y la turbulencia (subsónica) de estos filamentos tienden a aumentar desde regiones simples como L1517, donde se observan únicamente 4 filamentos quiescentes, hacia regiones cada vez más masivas y compactas como Barnard 213 y NGC 1333, donde se identifican decenas de estos objetos a nivel transónico. Una vez creados, los filamentos coherentes o bien son estériles y no forman condensaciones, o bien son fértiles y se fragmentan por efecto de la gravedad formando más de un núcleo denso, donde la posibilidad de que un filamento sea fértil o estéril parece depender de su masa lineal.

Los resultados obtenidos en esta tesis proponen un mecanismo general y jerárquico para la formación de núcleos densos en las nubes moleculares. Primero, diferentes partes de las nubes moleculares se fragmentan en múltiples filamentos coherentes en velocidad de tamaños de aproximadamente 0.5 pc. Tras ello, y en una fase posterior, únicamente aquellos filamentos coherentes que han acumulado suficiente masa se fragmentan gravitacionalmente dando lugar a los núcleos individuales. Nuestros resultados han demostrado la validez de este mecanismo de formación de núcleos densos para entornos de formación aislada y en cúmulos dominados por poblaciones estelares de masa baja e intermedia en dos de las nubes moleculares próximas más conocidas como son Tauro y Perseo. En un futuro próximo se espera poder testear dicho mecanismo en cúmulos más activos y lejanos como Orión ó incluso entornos de formación de estrellas masivas como las IRDC, lo que, de confirmarse, potencialmente podría unificar nuestra comprensión del proceso de formación de núcleos prestelares en las nubes moleculares.







# Apéndices

## A. Tablas

Índice de contenidos del apéndice:

- Tabla A.1: Núcleos densos identificados en Barnard 213.
- Tabla A.2: Propiedades estadísticas de los filamentos coherentes en velocidad identificados por FIVE en Barnard 213.
- Tabla A.3: Propiedades estadísticas de los haces de filamentos identificados por FIVE en Barnard 213.

Tabla A.1: Núcleos densos en Barnard 213.

Core ID	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	$\Delta\alpha^{(1)}$ (arcsec)	$\Delta\delta^{(1)}$ (arcsec)	$I(\text{N}_2\text{H}^+)$ (K km s <sup>-1</sup> )	FWHM (arcsec)	YSO?	Previously identified? <sup>(2)</sup>	Region
1	04 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 43. <sup>s</sup> 2	+28°08'03"	-50	1845	1.6	140	–	ONI02-5	L1495
2	04 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 50. <sup>s</sup> 7	+27°56'07"	50	1129	1.6	81	–	–	L1495
3	04 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 56. <sup>s</sup> 6	+28°12'23"	127	2104	1.8	149	–	–	L1495
4	04 <sup>h</sup> 18 <sup>m</sup> 04. <sup>s</sup> 0	+28°08'14"	226	1856	1.4	114	–	ONI02-8	L1495
5	04 <sup>h</sup> 18 <sup>m</sup> 04. <sup>s</sup> 7	+28°22'34"	234	2715	1.2	87	–	ONI02-7	L1495
6	04 <sup>h</sup> 18 <sup>m</sup> 06. <sup>s</sup> 5	+28°05'41"	258	1703	2.1	157	–	ONI02-8	L1495
7	04 <sup>h</sup> 18 <sup>m</sup> 10. <sup>s</sup> 5	+27°35'29"	312	-109	1.8	135	–	ONI02-9	B211
8	04 <sup>h</sup> 18 <sup>m</sup> 34. <sup>s</sup> 0	+28°27'37"	623	3019	2.8	177	I04152+2820	ONI02-11	L1495
9	04 <sup>h</sup> 18 <sup>m</sup> 41. <sup>s</sup> 0	+28°23'22"	716	2763	1.2	178	–	–	L1495
10	04 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> 37. <sup>s</sup> 7	+27°15'48"	1470	-1291	2.1	139	–	ONI02-13a	B213
11	04 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> 44. <sup>s</sup> 1	+27°13'36"	1555	-1423	2.8	123	I04166+2706	ONI02-13b	B213
12	04 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> 52. <sup>s</sup> 5	+27°11'42"	1667	-1536	1.9	100	–	–	B213
13	04 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> 59. <sup>s</sup> 2	+27°10'30"	1757	-1608	2.0	116	I04169+2702	ONI02-14	B213
14	04 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 15. <sup>s</sup> 0	+27°05'59"	1966	-1880	1.1	171	–	–	B213
15	04 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 59. <sup>s</sup> 5	+27°02'29"	2557	-2090	1.8	258	2MJ04210795	ONI02-16b	B213
16	04 <sup>h</sup> 21 <sup>m</sup> 21. <sup>s</sup> 6	+27°00'09"	2853	-2230	2.6	156	–	–	B213
17	04 <sup>h</sup> 27 <sup>m</sup> 54. <sup>s</sup> 0	+26°17'50"	8067	-4768	2.6	137	–	ONI02-26b	B217
18	04 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> 02. <sup>s</sup> 7	+26°19'32"	8182	-4666	1.2	99	I04248+2612	ONI02-26b	B217
19	04 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> 14. <sup>s</sup> 1	+26°20'34"	8335	-4605	2.1	134	–	–	B217

Notas: (1) Offsets relativos calculados en proyección radio a partir de la posición  $(\alpha, \delta)_{J2000}=(04^h17^m48.^s1, +27^\circ37'18'')$ .

(2) ONI02: Onishi et al. (2002).

Tabla A.2: Propiedades de los filamentos de Barnard 213.

Fil ID	$\Delta\alpha$ (arcsec)	$\Delta\delta$ (arcsec)	Mass ( $M_{\odot}$ )	L (pc)	$M_{lin}$ ( $M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ )	$\langle V_{lsr} \rangle$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\sigma V_{lsr}/c_s$	$\langle \sigma_{NT} \rangle/c_s$	$ \nabla V_{lsr} $ ( $\text{km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ )	Cores
01	-654	3204	1.5	0.1	11.3	5.9	0.3	0.82	1.11	—
02	-420	2545	30.9	1.0	32.4	7.0	1.1	0.99	0.23	—
03	-181	350	1.8	0.4	3.9	5.7	0.3	0.86	0.02	—
04	-136	228	1.2	0.2	5.4	5.3	0.3	0.81	0.62	—
05	-130	316	4.0	0.4	9.1	4.9	0.4	0.73	0.16	—
06	-99	1911	5.3	0.5	11.4	6.0	1.0	1.41	1.29	1
07	-50	141	0.7	0.2	4.6	7.0	0.4	0.69	0.91	—
08	-35	1573	2.5	0.3	9.3	6.7	0.5	1.37	0.02	—
09	159	-237	4.3	0.5	8.7	5.0	0.7	0.83	0.18	—
10	183	2055	15.5	0.8	20.4	6.8	0.7	1.39	0.34	3,4,6
11	305	-44	6.9	0.5	14.7	6.7	0.7	1.27	0.39	7
12	433	-502	29.3	1.4	21.8	5.6	1.1	1.25	0.16	—
13	462	-981	1.2	0.3	4.3	6.5	0.5	0.84	1.10	—
14	633	-650	5.6	0.5	10.3	5.0	1.0	0.97	0.04	—
15	675	2712	95.9	1.3	71.4	7.2	0.8	0.97	0.01	8,9
16	993	-1156	1.6	0.4	4.5	4.8	0.8	0.81	1.28	—
17	1114	3092	4.3	0.3	13.1	7.2	0.5	0.84	0.38	—
18	1123	-1255	15.7	0.9	17.0	5.6	1.3	1.01	0.84	—
19	1483	-1766	18.9	1.1	17.1	5.9	0.8	1.33	0.06	—
20	2259	-2015	48.3	2.5	19.7	6.6	1.2	1.15	0.11	10-16
21	2637	-1960	5.7	0.6	9.1	5.9	0.7	1.07	0.27	—
22	3347	-2530	3.1	0.6	5.5	7.0	0.6	0.87	0.34	—
23	3472	-2565	4.6	0.5	9.4	6.1	0.7	1.05	0.14	—
24	3630	-2999	0.7	0.3	2.7	6.3	0.4	0.58	0.92	—
25	4106	-2975	1.0	0.2	4.6	6.4	0.3	1.09	0.35	—
26	4371	-3255	1.4	0.2	7.7	7.0	0.6	0.77	1.55	—
27	4740	-3248	1.3	0.3	5.0	6.7	0.4	0.76	0.82	—
28	5227	-3665	43.7	1.8	24.1	6.5	1.0	1.03	0.07	—
29	7206	-4938	9.8	0.7	14.1	6.8	0.5	0.90	0.34	—
30	7369	-5465	3.9	0.4	9.1	6.5	0.5	1.17	0.35	—
31	7369	-4301	4.9	1.0	5.0	7.1	0.7	0.63	0.51	—
32	7979	-4642	8.7	0.5	17.8	7.1	0.7	0.98	0.12	17,18
33	8257	-4251	0.6	0.2	3.1	6.4	0.4	0.70	1.32	—
34	8578	-4493	13.3	1.0	13.4	6.9	1.1	0.90	0.65	19
35	9349	-4960	5.5	0.4	15.8	6.7	0.9	1.11	1.66	—

Tabla A.3: Propiedades de los haces filamentos en Barnard 213.

Fil ID	$\Delta\alpha$ (arcsec)	$\Delta\delta$ (arcsec)	Mass ( $M_{\odot}$ )	L (pc)	$M_{lin}$ ( $M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ )	$\langle V_{lsr} \rangle$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\sigma_{V_{lsr}}/c_s$	$\langle \sigma_{NT} \rangle / c_s$	$ \nabla V_{lsr} $ ( $\text{km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ )	Filaments
1	-451	2541	30.4	1.0	32.1	7.0	1.0	0.98	0.06	2
2	70	1904	19	0.8	22.6	6.5	2.0	1.42	0.47	6,8,10
3	99	57	10.5	0.8	12.6	6.7	1.0	1.30	0.18	7,11
4	681	2729	101.2	1.5	67.2	7.2	0.9	0.97	0.04	15,17
5	750	-868	89.2	2.6	34.7	5.5	2.3	1.13	0.34	3-5,9,12-14 16,18-19
6	2664	-2180	52.5	2.5	20.7	6.5	2.1	1.13	0.19	20-24
7	5161	-3621	48.5	1.8	26.6	6.5	1.2	1.00	0.18	26-28
8	7381	-5200	20.8	1.2	17.8	6.8	1.0	0.89	0.32	29-30
9	8241	-4529	29.4	2.3	12.7	6.9	1.3	0.87	0.26	31-35

## **B. Resultados de la aplicación del método de FIVE en Barnard 213**

### **B.1. Filamentos coherentes en velocidad**

Índice de contenidos del apéndice:

- Figura B.1: Finding Chart de los filamentos coherentes identificados a lo largo de Barnard 213 comparado con los mapas de Herschel SPIRE.
- Figura B.2: Histogramas de las propiedades fundamentales de los filamentos coherentes en Barnard 213.
- Figuras B.3-B.8: Estructura en velocidad y dispersión de velocidad no-térmica a lo largo del eje principal de los 35 filamentos coherentes identificados por FIVE en Barnard 213.

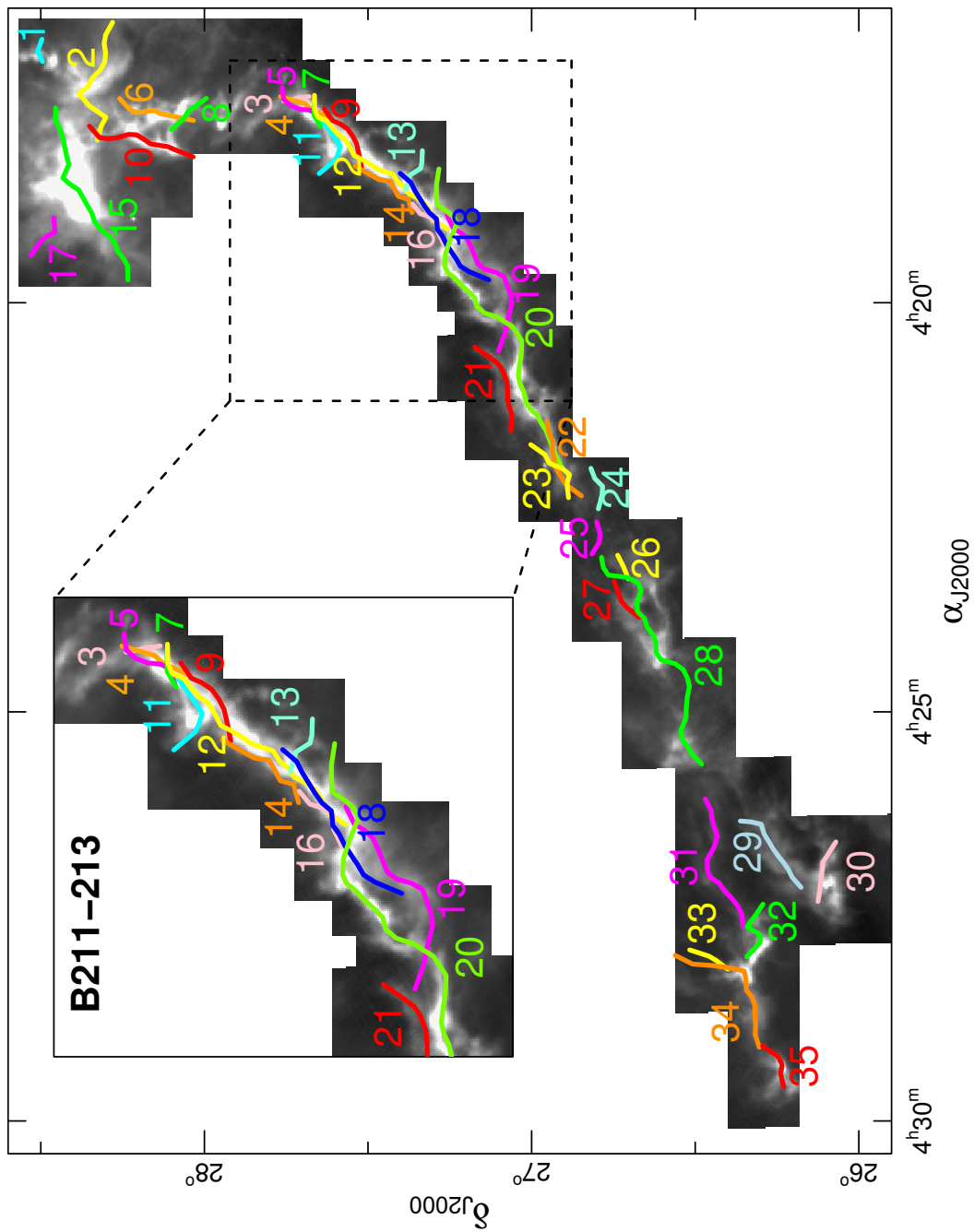


Figura B.1: Filamentos identificados por el algoritmo de FIVE en Barnard 213 (colores) sobre la imagen de Herschel-SPIRE a  $250\mu\text{m}$  (en escala de grises). Las características de cada uno de los filamentos identificados en la imagen pueden encontrarse en la Tabla A.2.

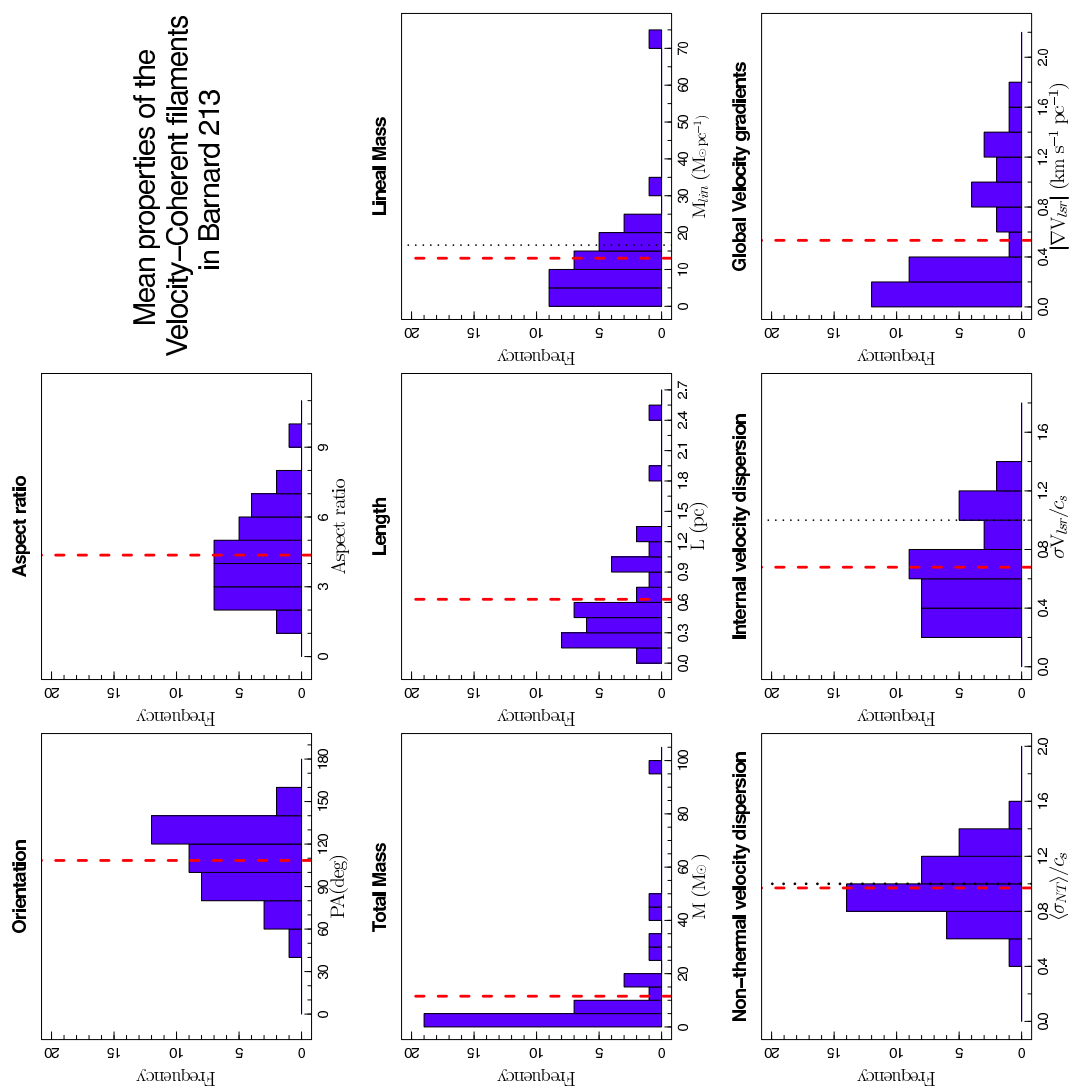


Figura B.2: Histogramas para el estudio de las propiedades de los filamentos coherentes de Barnard 213. De izquierda a derecha y de arriba a bajo: (1) Ángulo polar; (2) Razón de aspect; (3) Masa total; (4) Longitud total; (5) Masa por unidad de línea; (6) Dispersión no-térmica de velocidades; (7) Dispersión intrínseca de los centroides de velocidad; (8) Gradientes globales de velocidad a lo largo del eje mayor. Para todos los paneles la línea roja indica el valor promedio de cada una de estas propiedades. En los paneles (6) y (7) la línea punteada negra marca el límite sónico. En el panel (5) esta misma línea indica el límite de masa de Ostriker ( $M_{Ost} = 16.6 M_{\odot}$ ).

## B.2. Haces de filamentos

Índice de contenidos del apéndice:

- Figura B.9: Finding Chart de los haces de filamentos identificados a lo largo de Barnard 213.

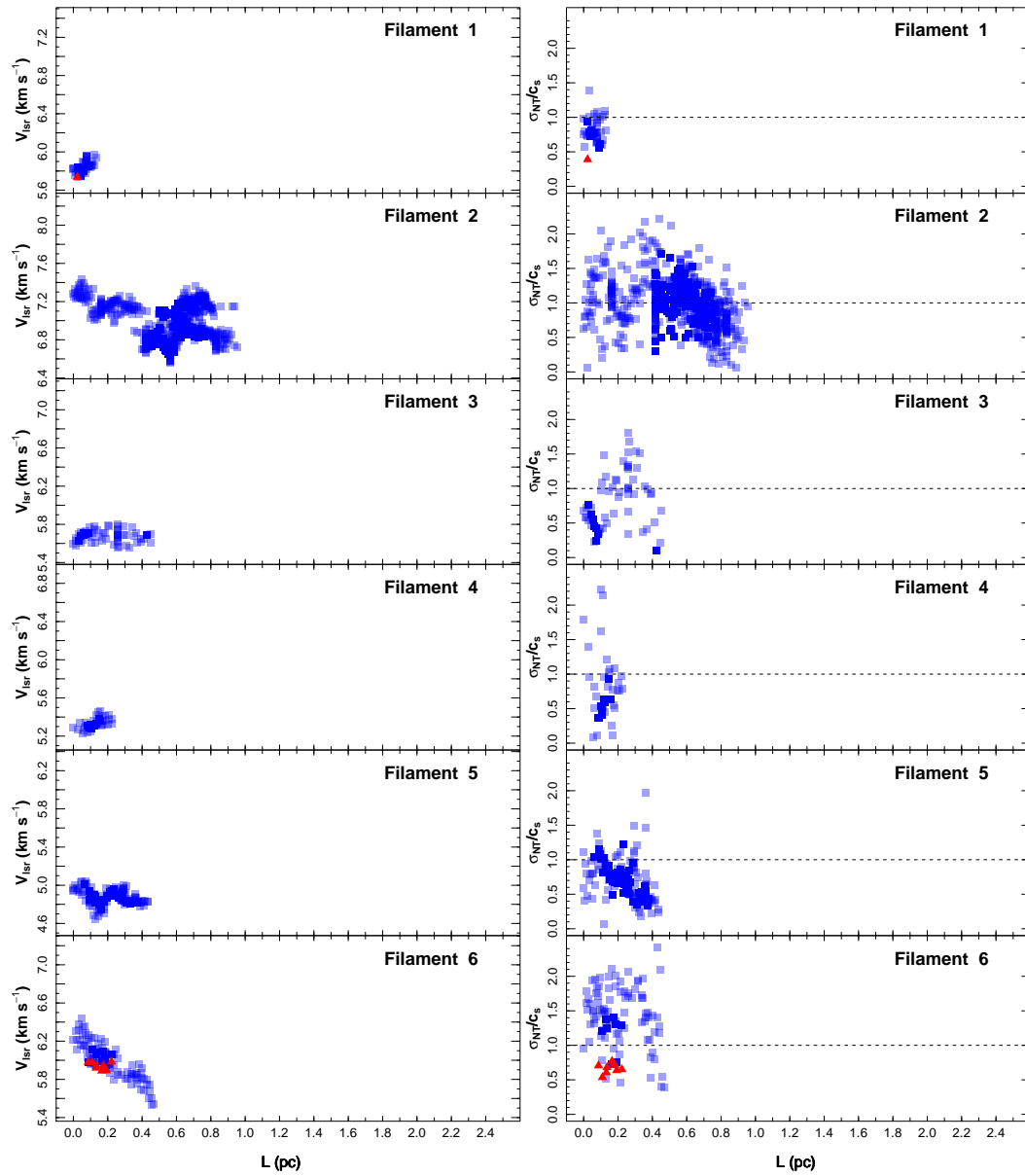


Figura B.3: (Izq.) Diagramas del centroide de velocidad ( $V_{lsr}$ ) y (Dcha.) de la dispersión no-térmica de velocidades ( $\sigma_{NT}$ ; en unidades de  $c_s$ ) para el C<sup>18</sup>O (1-0) (azul) y N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> (1-0) (rojo) a lo largo del eje ( $L$ ) de los filamentos identificados en Barnard 213 mediante el algoritmo de FIVE. Para el caso de la  $\sigma_{NT}$ , la línea horizontal discontinua indica el límite sónico donde  $\sigma_{NT} = c_s$ . En todos los diagramas, los tres niveles de opacidad de los puntos de C<sup>18</sup>O (1-0) se corresponden respectivamente con el nivel del algoritmo en que cada uno de estos puntos ha sido asociado a cada una de las estructuras coherentes: Nivel 1 (opaco), Nivel 2a (semitransparente) y Nivel 2b (transparente).

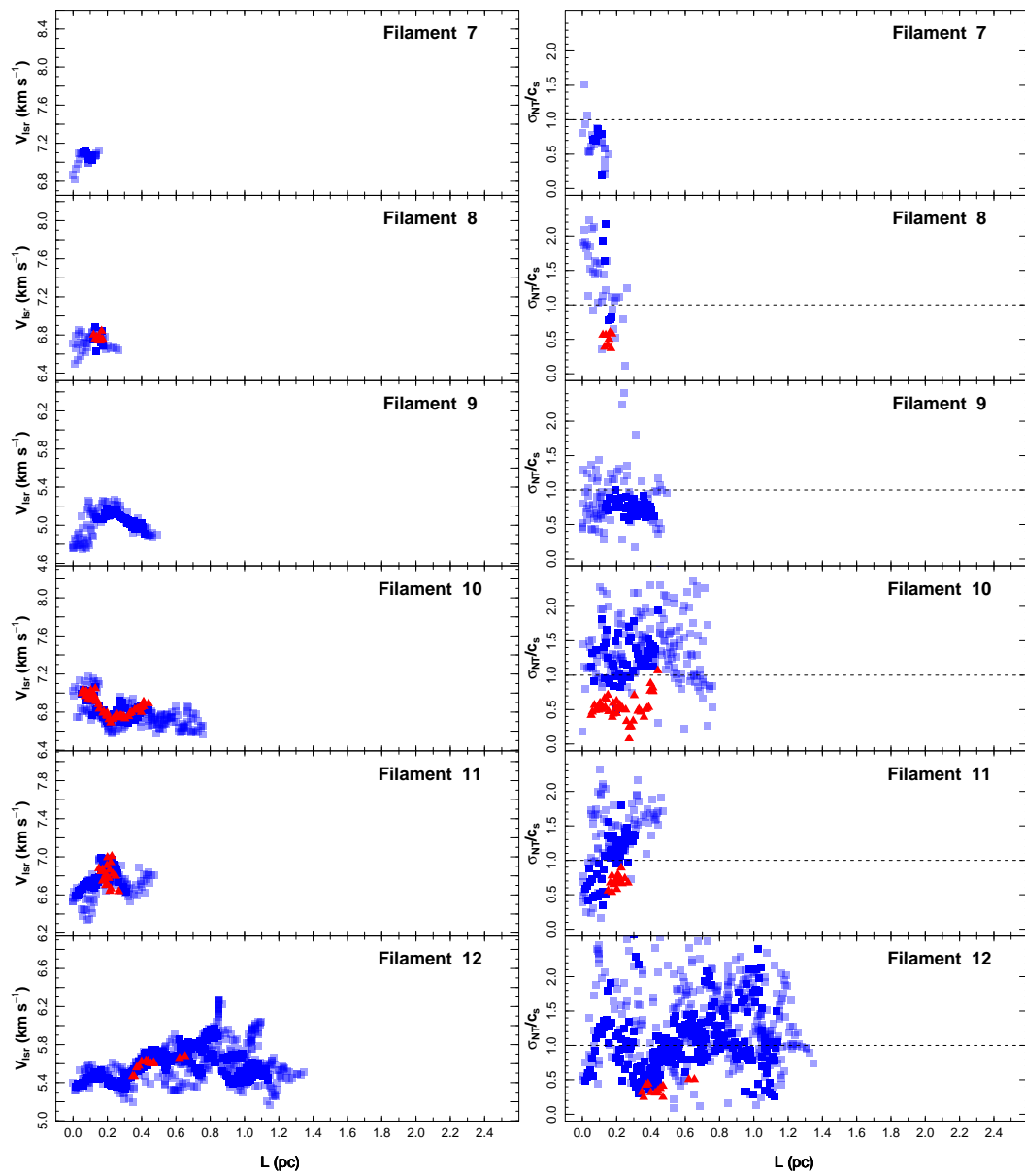


Figura B.4: Ver Fig. B.3.

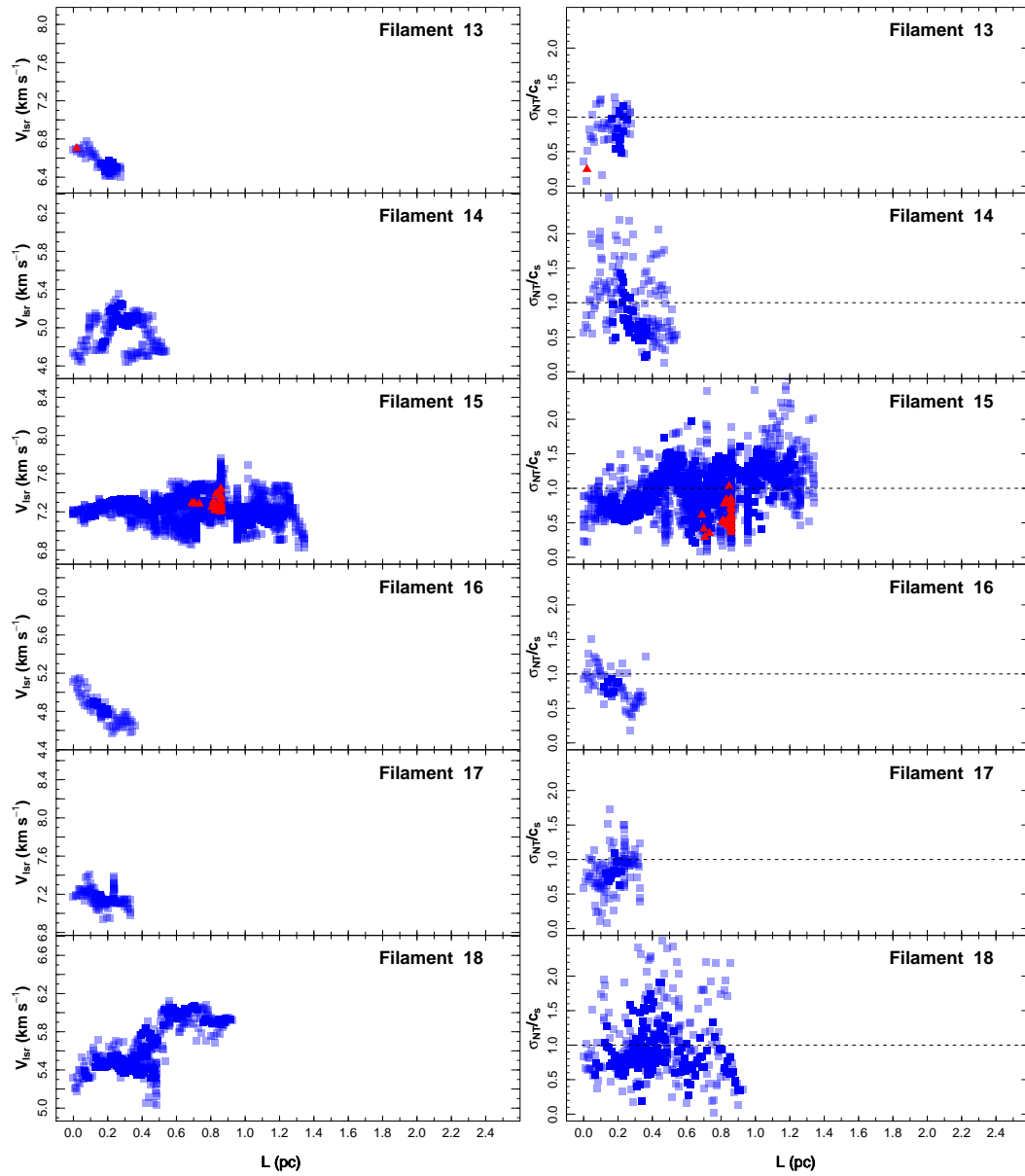


Figura B.5: Ver Fig. B.3.

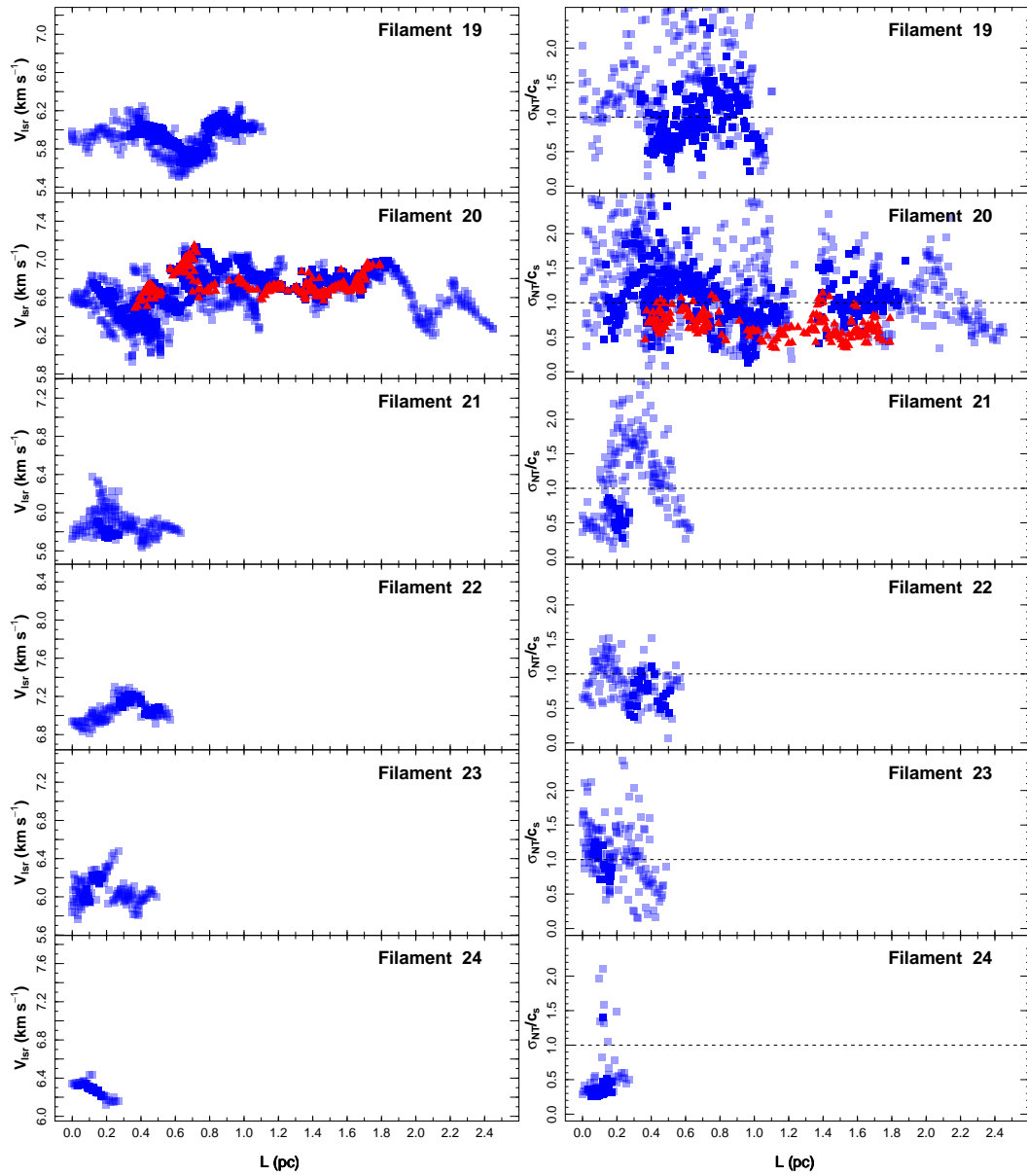


Figura B.6: Ver Fig. B.3.

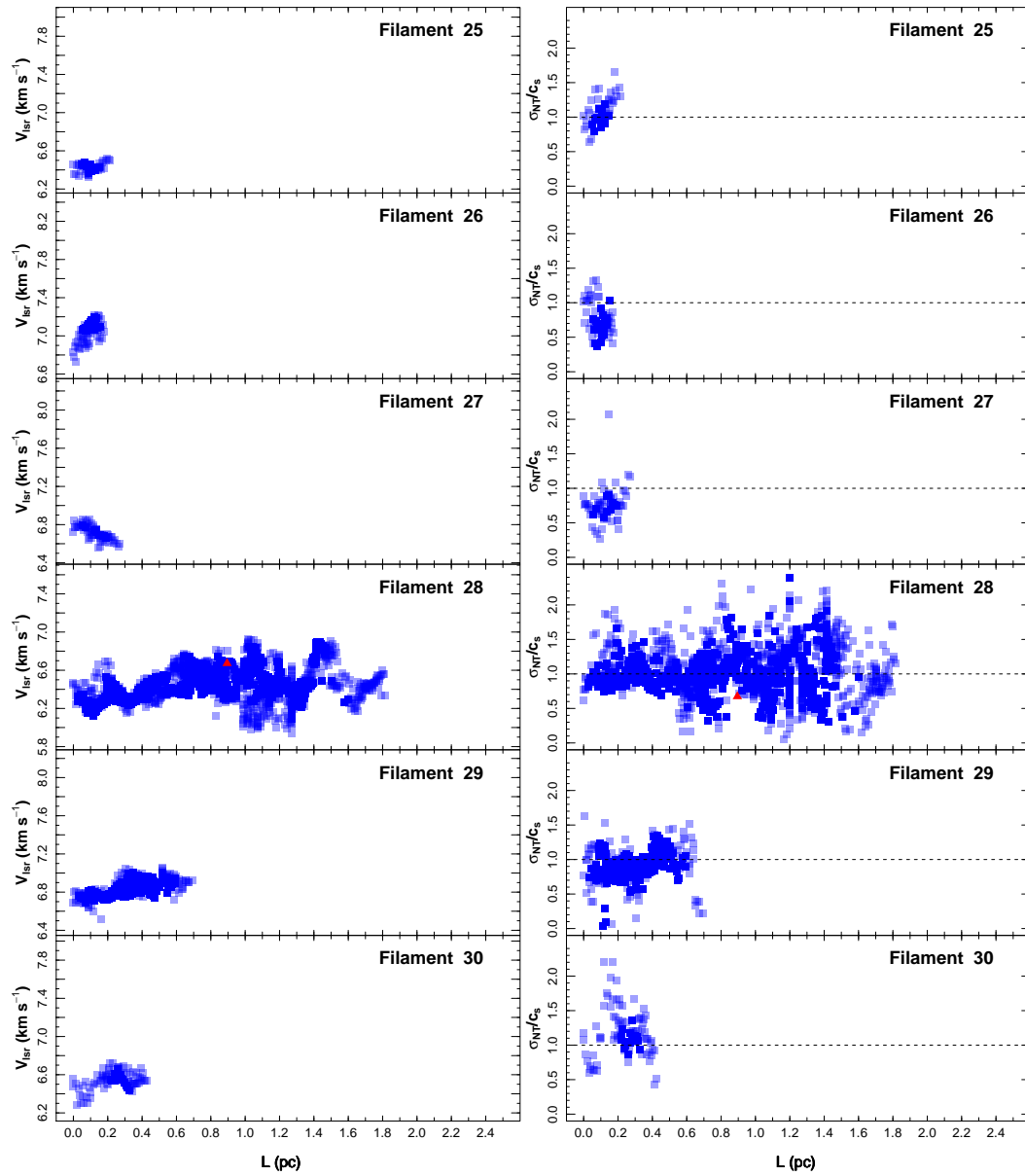


Figura B.7: Ver Fig. B.3.

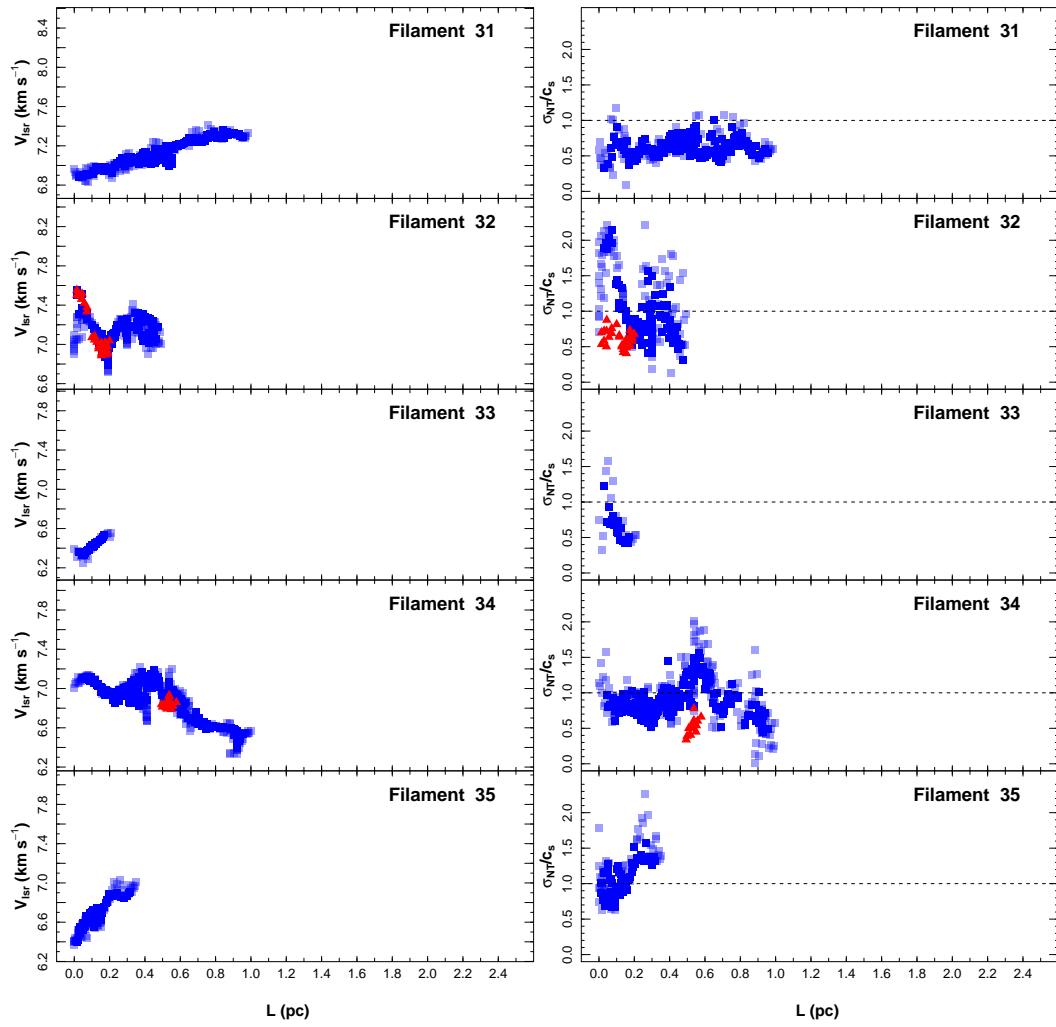


Figura B.8: Ver Fig. B.3.

- Figura B.10: Histogramas de las propiedades fundamentales de los haces de filamentos en Barnard 213.
- Figuras B.11 y B.12: Estructura en velocidad y dispersión de velocidad no-térmica a lo largo del eje principal de los 9 haces de filamentos transónicos identificados por FIVE en Barnard 213.

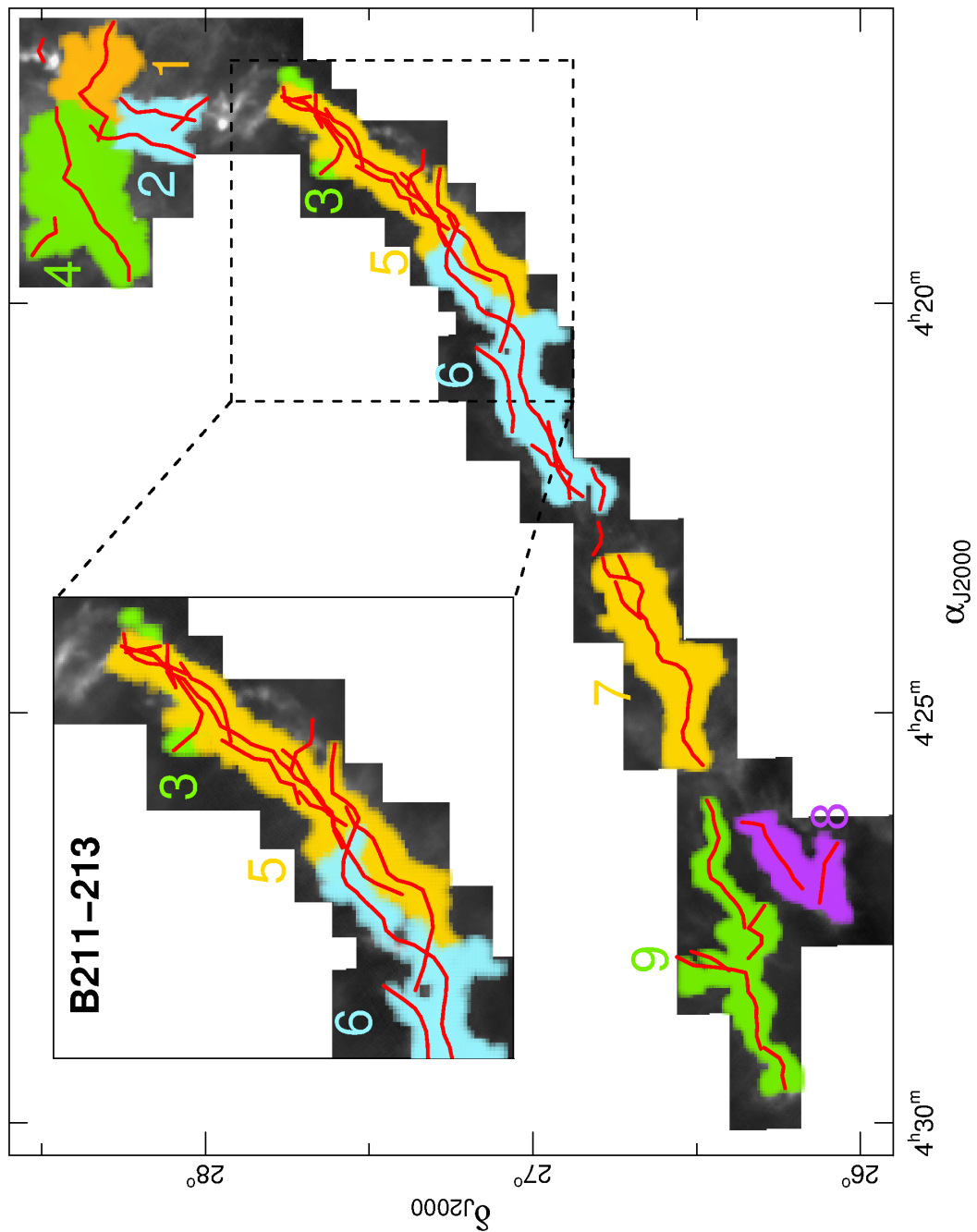


Figura B.9: Componentes identificadas por el algoritmo de FIVE en Barnard 213 (colores) sobre la imagen de Herschel-SPIRE a  $250 \mu\text{m}$  (en escala de grises). En rojo se muestran los filamentos coherentes en velocidad identificados por el mismo algoritmo (Ver Fig.B.1).

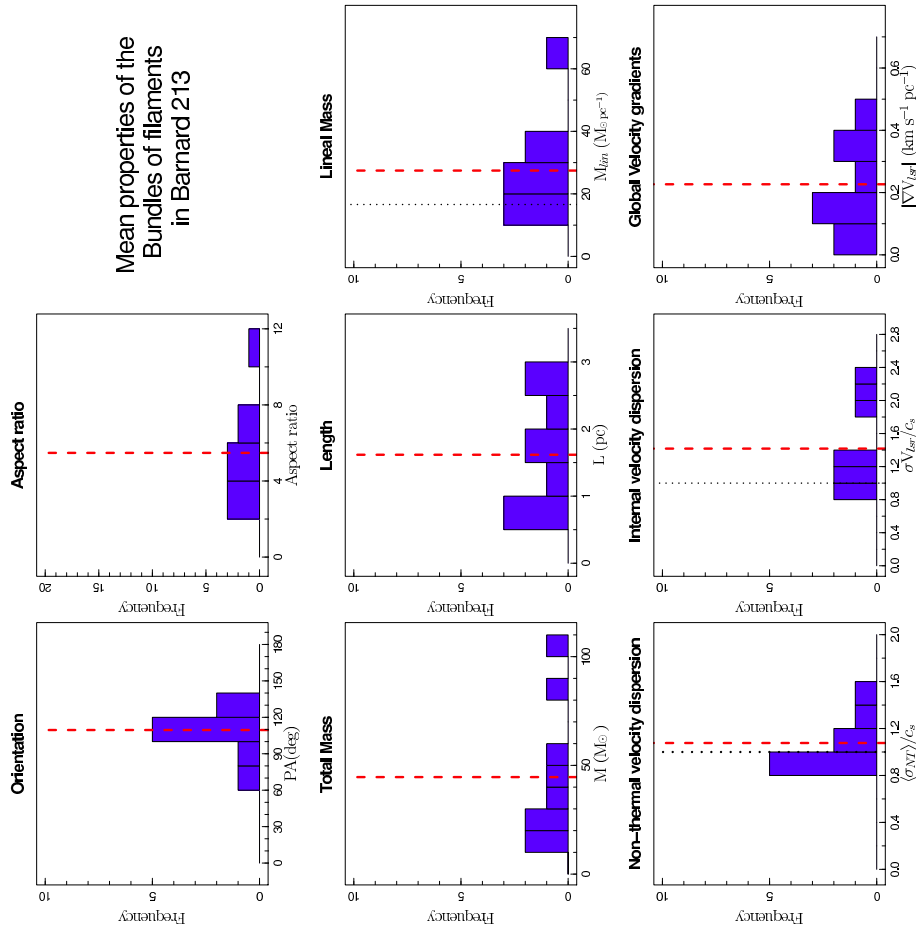


Figura B.10: Histogramas de las propiedades de los haces de filamentos coherentes identificados en Barnard 213. De izquierda a derecha y de arriba a bajo: (1) Ángulo polar; (2) Razón de aspecto; (3) Masa total; (4) Longitud total; (5) Masa por unidad de línea; (6) Dispersión no-térmica de velocidades; (7) Dispersión intrínseca de los centroides de velocidades; (8) Gradientes globales de velocidad a lo largo del eje mayor. Para todos los paneles la línea roja indica el valor promedio de cada una de estas propiedades. En los paneles (6) y (7) la línea punteada negra marca el límite sónico. En el panel (5) esta misma línea indica el límite de masa de Ostriker ( $M_{Ost} = 16.6 M_{\odot}$ ).

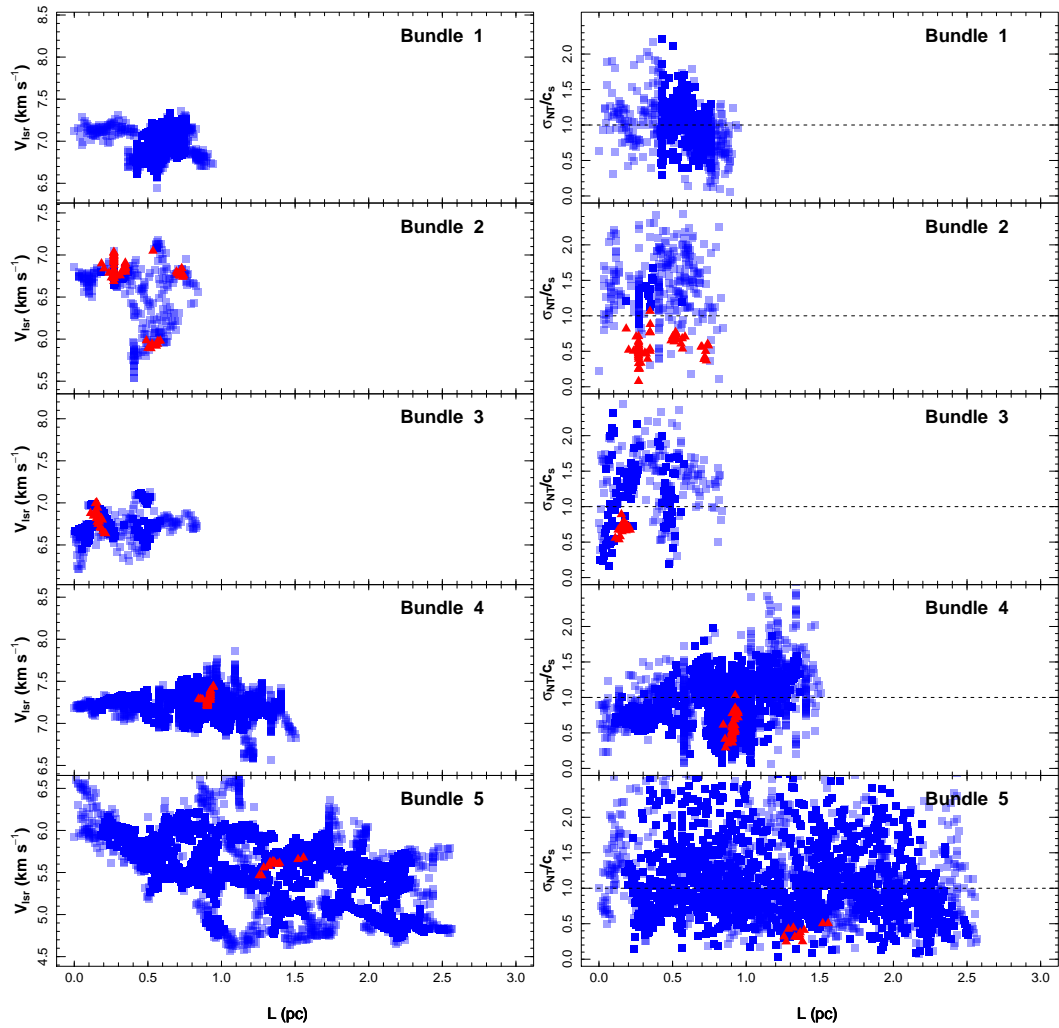


Figura B.11: (Izq.) Diagramas del centroide de velocidad ( $V_{lsr}$ ) y (Drcha.) de la dispersión no-térmica de velocidades ( $\sigma_{NT}$ ; en unidades de  $c_s$ ) para el  $C^{18}O$  (1-0) (azul) y  $N_2H^+$  (1-0) (rojo) a lo largo del eje ( $L$ ) de los haces de filamentos identificados en Barnard 213 mediante el algoritmo de FIVE. Para el caso de la  $\sigma_{NT}$ , la línea horizontal discontinua indica el límite sónico donde  $\sigma_{NT} = c_s$ . En todos los diagramas, los tres niveles de opacidad de los puntos de  $C^{18}O$  (1-0) se corresponden respectivamente con el nivel del algoritmo en que cada uno de estos puntos ha sido asociado a cada una de las estructuras coherentes: Nivel 1 (opaco), Nivel 2a (semitransparente) y Nivel 2b (transparente).

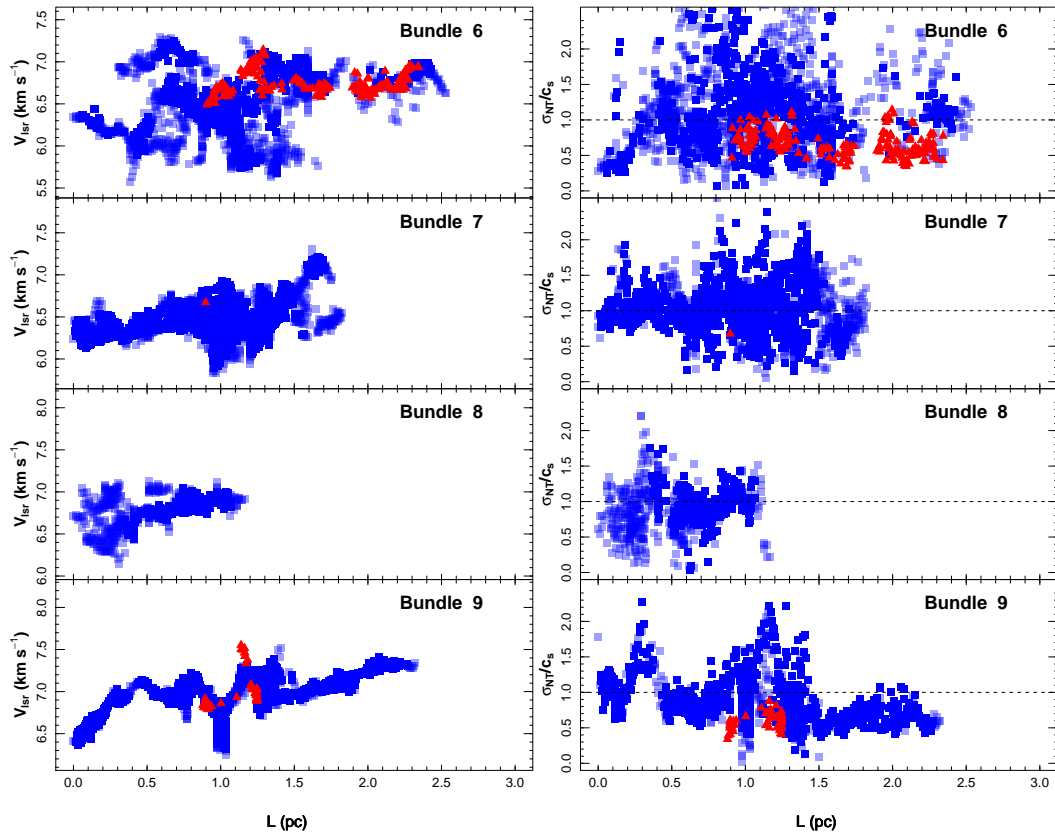


Figura B.12: Ver Fig. B.11.

## C. Resultados de la aplicación del método de FIVE en NGC1333

Índice de contenidos del apéndice:

- Figura C.1: Propiedades estadísticas de los filamentos de NGC 1333.
- Figuras C.2-C.3: Estructura en velocidad y dispersión de velocidad no-térmica a lo largo del eje principal de los 12 filamentos coherentes identificados por FIVE en NGC1333.

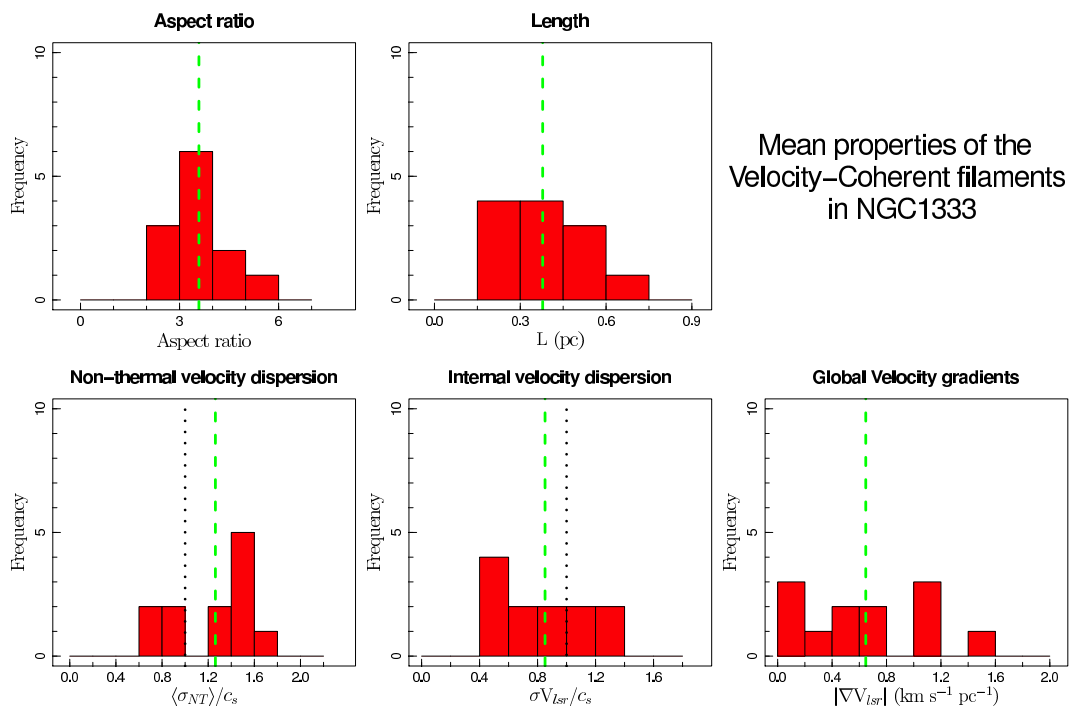


Figura C.1: Propiedades estadísticas de los filamentos de NGC 1333. De arriba a abajo y de izquierda a derecha: (1) Razón de tamaños; (2) Longitud del filamento; (3) Dispersión no-térmica de velocidades; (4) Dispersión interna de velocidad; (5) Módulo del gradiente global de los filamentos. Para todos los paneles la línea verde indica el valor promedio de cada una de estas propiedades. En los paneles (3) y (4) la línea punteada marca el límite sónico (asumido en primera aproximación como  $c_s(10\text{ K}) \sim 0.19\text{ km s}^{-1}$ ).

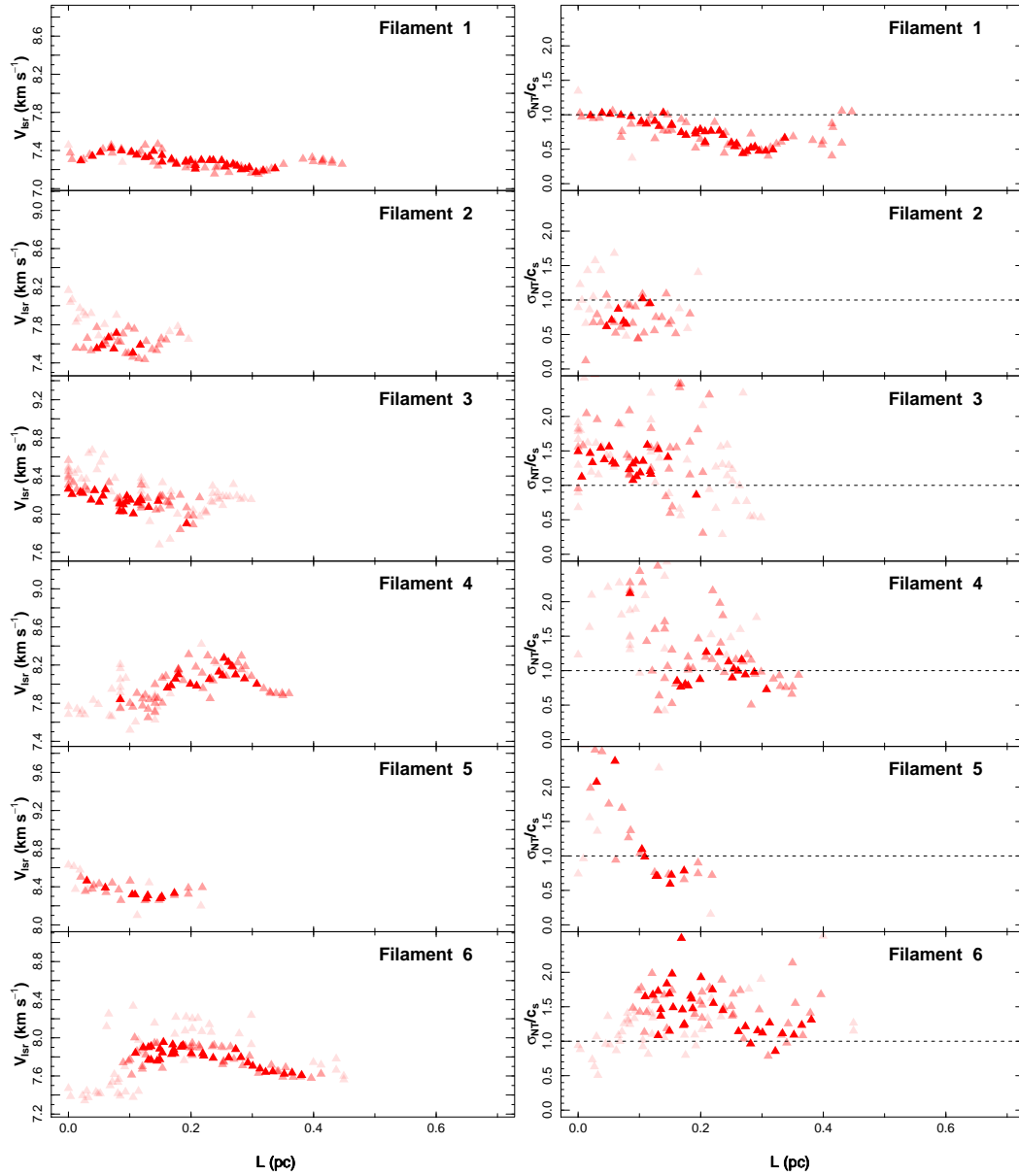


Figura C.2: (Izq.) Diagramas del centroide de velocidad ( $V_{Lsr}$ ) y (Dcha.) de la dispersión no-térmica de velocidades ( $\sigma_{NT}$ ; en unidades de  $c_s$ ) del  $\text{N}_2\text{H}^+$  (1-0) (rojo) a lo largo del eje ( $L$ ) de los filamentos coherentes en velocidad identificados en NGC1333 mediante el algoritmo de FIVE. Para el caso de la  $\sigma_{NT}$ , la línea horizontal discontinua indica el límite sónico donde  $\sigma_{NT} = c_s$  (a 10 K). En todos los diagramas, los tres niveles de opacidad de los puntos de  $\text{N}_2\text{H}^+$  se corresponden respectivamente con el nivel del algoritmo en que cada uno de estos puntos ha sido asociado a cada una de las estructuras coherentes: Nivel 1 (opaco), Nivel 2a (semitransparente) y Nivel 2b (transparente).

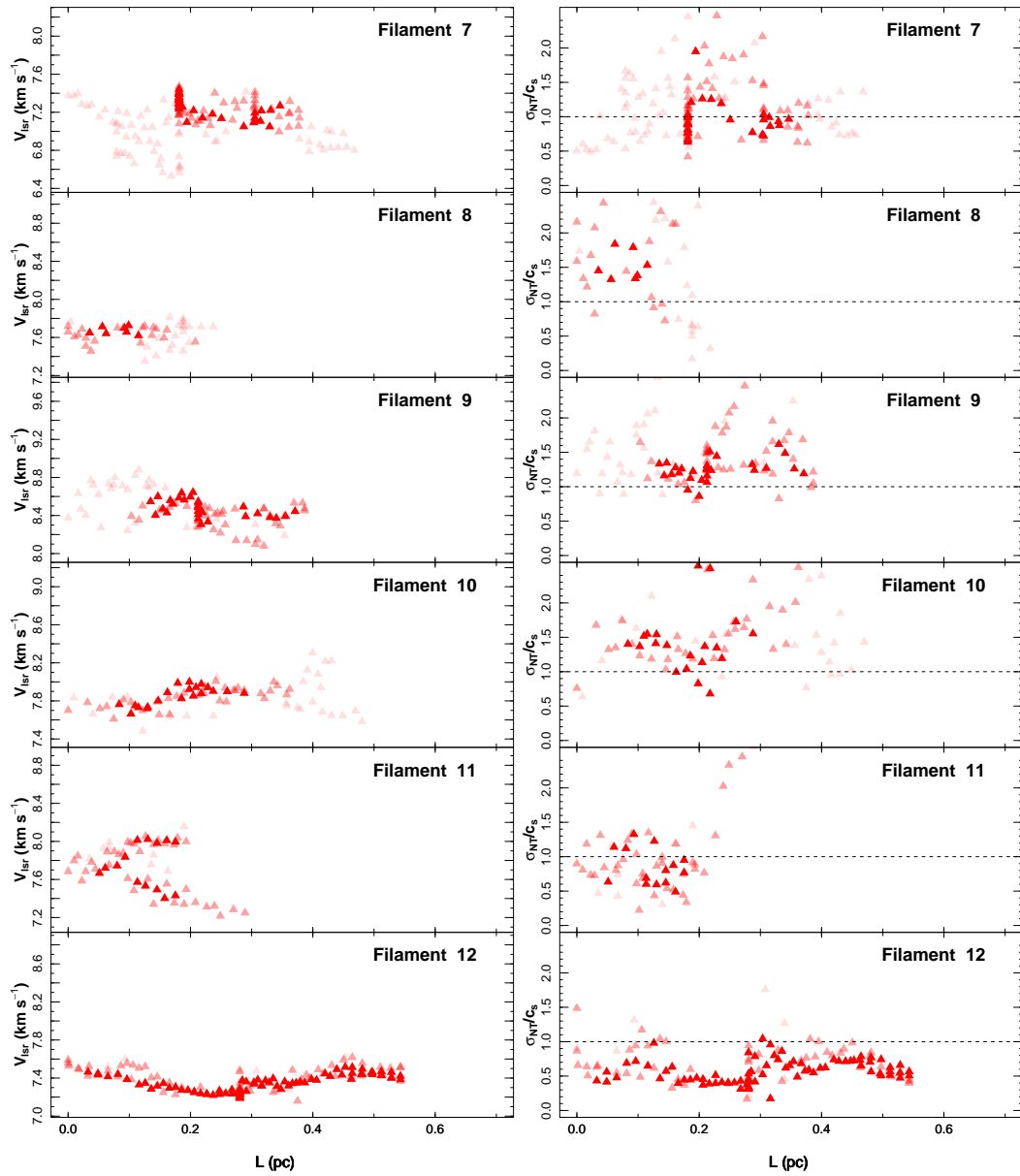


Figura C.3: Ver Fig. C.2.

# Índice alfabético

Barnard 213, 19, 65, 147

Campos magnéticos

condensaciones prestelares, 11

nubes moleculares, 5

subcrítico/supercrítico, 6

CLUMPFIND, 90

CMF, 10

Condensaciones prestelares

modelos de formación, 11

Continuo milimétrico, 36

densidad de columna, 36

técnicas de observación, 38

Dendrogramas, 92

Filamentos, 13

coherentes en velocidad, 45, 67, 139

estériles, 67

fértiles, 67

filamento de Ostriker, 15, 44

fragmentación, 16

observaciones, 17

Formación estelar

aislada, 13, 146

cúmulos, 13, 131, 146

nubes moleculares, 3

Friends-In-Velocity (FIVE)

algoritmo, 104

aplicación, 67, 140

descomposición de gaussianas, 97

descripción, 95

Friends-of-Friends (FoF)

algoritmo, 91

Hierarquical FoF, 123

GAUSSCLUMP, 89

IMF, 8

L1517, 19, 43, 147

Líneas moleculares

anchura no-térmica, 35

anchura total, 35

centroide, 35

densidad crítica, 27

densidad de columna, 30

dispersión de velocidad, 35

Masa

de Jeans, 3

lineal de Ostriker, 15

Núcleos prestelares

observaciones, 12

propiedades, 9

NGC 1333, 19, 131

Tiempo

de caída libre (*free-fall*), 4

de depleción, 25

difusión ambipolar, 6

Trazadores moleculares, 22

de tipo tardío, 26

de tipo temprano, 26

depleción, 24

Turbulencia

nubes moleculares, 7

condensaciones prestelares, 11



## Bibliografía

- Aikawa, Y., Ohashi, N., & Herbst, E. 2003, ApJ, 593, 906
- Aikawa, Y., Herbst, E., Roberts, H., & Caselli, P. 2005, ApJ, 620, 330
- Alves, J., Lada, C. J., Lada, E. A., Kenyon, S. J., & Phelps, R. 1998, ApJ, 506, 292
- Alves, J. F., Lada, C. J., & Lada, E. A. 2001, Nature, 409, 159
- Alves, J., Lombardi, M., & Lada, C. J. 2007, A&A, 462, L17
- Alves, F. O., Franco, G. A. P., & Girart, J. M. 2008, A&A, 486, L13
- André, P., Belloche, A., Motte, F., & Peretto, N. 2007, A&A, 472, 519
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, Si. et al. 2010, A&A, 518, L102+ al. 2010,
- Arzoumanian, D., et al. 2011, A&A, 529, L6
- Ballesteros-Paredes, J., Klessen, R. S., & Vázquez-Semadeni, E. 2003, ApJ, 592, 188
- Bally, J., Lanber, W. D., Stark, A. A., & Wilson, R. W. 1987, ApJ, 312, L45
- Bally, J., Devine, D., & Reipurth, B. 1996, ApJ, 473, L49
- Barnard, E. E. 1907, ApJ, 25, 218
- Barnard, E. E., Frost, E. B., & Calvert, M. R. 1927, [Washington] Carnegie institution of Washington, 1927.,
- Barranco, J. A., & Goodman, A. A. 1998, ApJ, 504, 207
- Bastien, P. 1983, A&A, 119, 109
- Bastien, P., Arcoragi, J.-P., Benz, W., Bonnell, I., & Martel, H. 1991, ApJ, 378, 255
- Beichman, C. A., Myers, P. C., Emerson, J. P., Harris, S., Mathieu, R., Benson, P. J., & Jennings, R. E. 1986, ApJ, 307, 337
- Belloche, A., Schuller, F., Parise, B., et al. 2011, A&A, 527, A145
- Benson, P. J., & Myers, P. C. 1989, ApJS, 71, 89
- Bergin, E. A., & Langer, W. D. 1997, ApJ, 486, 316
- Bergin, E. A., Alves, J., Huard, T., & Lada, C. J. 2002, ApJ, 570, L101

- Bergin, E. A., Hartmann, L. W., Raymond, J. C., & Ballesteros-Paredes, J. 2004, *ApJ*, 612, 921
- Bergin, E. A., & Tafalla, M. 2007, *ARA&A*, 45, 339
- Berlind, A. A., Frieman, J., Weinberg, D. H., et al. 2006, *ApJS*, 167, 1
- Bernes, C. 1979, *A&A*, 73, 67
- Binney, J., & Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton University Press)
- Blitz, L., & Shu, F. H. 1980, *ApJ*, 238, 148
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
- Bonnell, I. A., Smith, R. J., Clark, P. C., & Bate, M. R. 2011, *MNRAS*, 410, 2339
- Burkert, A., & Hartmann, L. 2004, *ApJ*, 616, 288
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Tafalla, M., Dore, L., & Myers, P. C. 1999, *ApJ*, 523, L165
- Caselli, P., Benson, P. J., Myers, P. C., & Tafalla, M. 2002, *ApJ*, 572, 238
- Caselli, P., van der Tak, F. F. S., Ceccarelli, C., & Bacmann, A. 2003, *A&A*, 403, L37
- Cazzoli, G., Dore, L., Puzzarini, C., & Beninati, S. 2002, *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 4, 3575
- Cazzoli, G., Puzzarini, C., & Lapinov, A. V. 2003, *ApJ*, 592, L95
- Cernicharo, J., Bachiller, R., & Duvert, G. 1985, *A&A*, 149, 273
- Chandrasekhar, S. 1951, *Royal Society of London Proceedings Series A*, 210, 26
- Clark, P. C., Glover, S. C. O., Klessen, R. S., & Bonnell, I. A. 2012, *arXiv:1204.5570*
- Crapsi, A., Caselli, P., Walmsley, C. M., Myers, P. C., Tafalla, M., Lee, C. W., & Bourke, T. L. 2005, *ApJ*, 619, 379
- Crutcher, R. M., Wandelt, B., Heiles, C., Falgarone, E., & Troland, T. H. 2010, *ApJ*, 725, 466
- Davis, C. J., Chrysostomou, A., Hatchell, J., et al. 2010, *MNRAS*, 405, 759
- Di Francesco, J., André, P., & Myers, P. C. 2004, *ApJ*, 617, 425
- di Francesco, J., Evans, N. J., II, Caselli, P., Myers, P. C., Shirley, Y., Aikawa, Y., & Tafalla, M. 2007, *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson: Uni. Arizona Press), 17
- Draine, B. T. 2011, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* by Bruce T. Draine. Princeton University Press, 2011. ISBN: 978-0-691-12214-4,
- Duvert, G., Cernicharo, J., & Baudry, A. 1986, *A&A*, 164, 349

- 
- Elias, J. H. 1978, *ApJ*, 224, 857
- Elmegreen, B. G. 1993, *ApJ*, 419, L29
- Elmegreen, B. G., & Falgarone, E. 1996, *ApJ*, 471, 816
- Elmegreen, B. G., & Scalo, J. 2004, *ARA&A*, 42, 211
- Emerson, D. T., Klein, U., & Haslam, C. G. T. 1979, *A&A*, 76, 92
- Enoch, M. L., et al. 2006, *ApJ*, 638, 293
- Enoch, M. L., Glenn, J., Evans, N. J., II, et al. 2007, *ApJ*, 666, 982
- Estalella, R., & Anglada, G., 1996, *Introducción a la física del medio interestelar*, Edicions Universitat de Barcelona
- Evans, N. J., II 2008, *Pathways Through an Eclectic Universe*, 390, 52
- Evans, N. J., II, Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., et al. 2009, *ApJS*, 181, 321
- Falgarone, E., Phillips, T. G., & Walker, C. K. 1991, *ApJ*, 378, 186
- Falgarone, E., Puget, J.-L., & Perault, M. 1992, *A&A*, 257, 715
- Fiege, J. D., & Pudritz, R. E. 2000a, *MNRAS*, 311, 85
- Fiege, J. D., & Pudritz, R. E. 2000b, *MNRAS*, 311, 105
- Frerking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, *ApJ*, 262, 590
- Friesen, R. K., Di Francesco, J., Shirley, Y. L., & Myers, P. C. 2009, *ApJ*, 697, 1457
- Gaida, M., Ungerechts, H., & Winnewisser, G. 1984, *A&A*, 137, 17
- Gao, Y., & Solomon, P. M. 2004, *ApJS*, 152, 63
- Gehman, C. S., Adams, F. C., & Watkins, R. 1996, *ApJ*, 472, 673
- Girart, J. M., Rao, R., & Marrone, D. P. 2006, *Science*, 313, 812
- Goldreich, P., & Kwan, J. 1974, *ApJ*, 189, 441
- Goodman, A. A., Bastien, P., Menard, F., & Myers, P. C. 1990, *ApJ*, 359, 363
- Goodman, A. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1993, *ApJ*, 406, 528
- Goodman, A. A., Barranco, J. A., Wilner, D. J., & Heyer, M. H. 1998, *ApJ*, 504, 223
- Goodman, A. A., Rosolowsky, E. W., Borkin, M. A., et al. 2009, *Nature*, 457, 63
- Goodman, A. A. 2011, *Computational Star Formation*, 270, 511
- Goldsmith, P. F., Heyer, M., Narayanan, G., et al. 2008, *ApJ*, 680, 428
- Gomez, M., Hartmann, L., Kenyon, S. J., & Hewett, R. 1993, *AJ*, 105, 1927
- Gutermuth, R. A., Myers, P. C., Megeath, S. T., et al. 2008, *ApJ*, 674, 336

- Hacar, A., et al. 2009, IRAM Newsletter, 73
- Hacar, A., & Tafalla, M. 2011, A&A, 533, A34
- Hacar, A., Tafalla, M., & Pierce-Price, D. 2012, ESO photo release
- Hacar, A., Tafalla, M., Kauffmann, J., & Kovacs, A. 2012, A&A, submitted
- Hacar, A., & Tafalla, 2012, A&A, in prep
- Hanawa, T., et al. 1993, ApJ, 404, L83
- Hatchell, J., Richer, J. S., Fuller, G. A., et al. 2005, A&A, 440, 151
- Hartmann, L. 2002, ApJ, 578, 914
- Heiles, C., & Katz, G. 1976, AJ, 81, 37
- Heitsch, F., Hartmann, L. W., Slyz, A. D., Devriendt, J. E. G., & Burkert, A. 2008, ApJ, 674, 316
- Hennabelle, P., Banerjee, R., Vázquez-Semadeni, E., Klessen, R. S., & Audit, E. 2008, A&A, 486, L43
- Heyer, M. H., Vrba, F. J., Snell, R. L., Schloerb, F. P., Strom, S. E., Goldsmith, P. F., & Strom, K. M. 1987, ApJ, 321, 855
- Hirota, T., Ito, T., & Yamamoto, S. 2002, ApJ, 565, 359
- Hirota, T., Maezawa, H., & Yamamoto, S. 2004, ApJ, 617, 399
- Hirota, T., Bushimata, T., Choi, Y. K., et al. 2008, PASJ, 60, 37
- Hirota, T., Ohishi, M., & Yamamoto, S. 2009, ApJ, 699, 585
- Houllahan, P., & Scalo, J. 1992, ApJ, 393, 172
- Huchra, J. P., & Geller, M. J. 1982, ApJ, 257, 423
- Inutsuka, S.-I., & Miyama, S. M. 1992, ApJ, 388, 392
- Inutsuka, S.-I., & Miyama, S. M. 1997, ApJ, 480, 681
- Jappsen, A.-K., Klessen, R. S., Larson, R. B., Li, Y., & Mac Low, M.-M. 2005, A&A, 435, 611
- Jeans, J. H. 1902, Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 199, 1
- Jennings, R. E., Cameron, D. H. M., Cudlip, W., & Hirst, C. J. 1987, MNRAS, 226, 461
- Jijina, J., Myers, P. C., & Adams, F. C. 1999, ApJS, 125, 161
- Johnstone, D., Fiege, J. D., Redman, R. O., Feldman, P. A., & Carey, S. J. 2003, ApJ, 588, L37
- Johnstone, D., Di Francesco, J., & Kirk, H. 2004, ApJ, 611, L45

- 
- Johnstone, D., Rosolowsky, E., Tafalla, M., & Kirk, H. 2010, *ApJ*, 711, 655
- Jørgensen, J. K., Hogerheijde, M. R., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., & Schöier, F. L. 2004, *A&A*, 413, 993
- Kauffmann, J., Bertoldi, F., Bourke, T. L., Evans, N. J., II, & Lee, C. W. 2008, *A&A*, 487, 993
- Kawachi, T., & Hanawa, T. 1998, *PASJ*, 50, 577
- Kennicutt, R. C., Jr. 2001, *Tetons 4: Galactic Structure, Stars and the Interstellar Medium*, 231, 2
- Kenyon, S. J., Gómez, M., & Whitney, B. A. 2008, *Handbook of Star Forming Regions*, Volume I, ed. B. Reipurth, 405
- Kirk, J. M., Ward-Thompson, D., & André, P. 2005, *MNRAS*, 360, 1506
- Kirk, H., Johnstone, D., & Tafalla, M. 2007a, *ApJ*, 668, 1042
- Kirk, J. M., Ward-Thompson, D., & André, P. 2007b, *MNRAS*, 375, 843
- Kirk, J. M., Ward-Thompson, D., & Crutcher, R. M. 2006, *MNRAS*, 369, 1445
- Klessen, R. S. 2001, *ApJ*, 556, 837
- Klessen, R. S., Ballesteros-Paredes, J., Vázquez-Semadeni, E., & Durán-Rojas, C. 2005, *ApJ*, 620, 786
- Klypin, A., Gottlöber, S., Kravtsov, A. V., & Khokhlov, A. M. 1999, *ApJ*, 516, 530
- Könyves, V., André, P., Men'shchikov, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L106
- Kramer, C., Stutzki, J., Rohrig, R., & Corneliussen, U. 1998, *A&A*, 329, 249
- Kramer, C., Alves, J., Lada, C. J., et al. 1999, *A&A*, 342, 257
- Kramer, C., Richer, J., Mookerjea, B., Alves, J., & Lada, C. 2003, *A&A*, 399, 1073
- Kreysa, E., Gemünd, H.-P., Raccanelli, A., Reichertz, L. A., & Siringo, G. 2002, *Experimental Cosmology at Millimetre Wavelengths*, 616, 262
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Kuiper, T. B. H., Langer, W. D., & Velusamy, T. 1996, *ApJ*, 468, 761
- Kukulich, S. G. 1967, *Physical Review*, 156, 83
- Lacy, J. H., Knacke, R., Geballe, T. R., & Tokunaga, A. T. 1994, *ApJ*, 428, L69
- Lada, C. J., Gottlieb, C. A., Litvak, M. M., & Lilley, A. E. 1974, *ApJ*, 194, 609
- Lada, C. J., Alves, J., & Lada, E. A. 1996, *AJ*, 111, 1964
- Lada, C. J., & Lada, E. A. 2003, *ARA&A*, 41, 57

- Lada, C. J., Lombardi, M., & Alves, J. F. 2010, *ApJ*, 724, 687
- Lada, C. J., Forbrich, J., Lombardi, M., & Alves, J. F. 2012, *ApJ*, 745, 190
- Ladd, E. F., & Myers, P. C. 1991, *Atoms, Ions and Molecules: New Results in Spectral Line Astrophysics*, (ASP: San Francisco), 16, 241
- Larson, R. B. 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Larson, R. B. 1985, *MNRAS*, 214, 379
- Larson, R. B. 1992, *MNRAS*, 256, 641
- Lemme, C., Wilson, T. L., Tieftrunk, A. R., & Henkel, C. 1996, *A&A*, 312, 585
- Lee, C. W., & Myers, P. C. 1999a, *ApJS*, 123, 233
- Lee, C. W., Myers, P. C., & Tafalla, M. 1999b, *ApJ*, 526, 788
- Lefloch, B., Castets, A., Cernicharo, J., Langer, W. D., & Zylka, R. 1998, *A&A*, 334, 269
- Leung, C. M. 1978, *ApJ*, 225, 427
- Li, Y., Klessen, R. S., & Mac Low, M.-M. 2003, *ApJ*, 592, 975
- Luhman, K. L., Mamajek, E. E., Allen, P. R., & Cruz, K. L. 2009, *ApJ*, 703, 399
- Lynds, B. T. 1962, *ApJS*, 7, 1
- Mac Low, M.-M., & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125
- McKee, C. F. 1999, *NATO ASIC Proc. 540: The Origin of Stars and Planetary Systems*, 29
- McKee, C. F., & Ostriker, E. C. 2007, *ARA&A*, 45, 565
- Men'shchikov, A., André, P., Didelon, P., et al. 2010, *A&A*, 518, L103
- Mestel, L., & Spitzer, L., Jr. 1956, *MNRAS*, 116, 503
- Mizuno, A., Onishi, T., Yonekura, Y., et al. 1995, *ApJ*, 445, L161
- Molinari, S., Swinyard, B., Bally, J., et al. 2010, *A&A*, 518, L100
- Motte, F., Andre, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150
- Mouschovias, T. C., & Ciolek, G. E. 1999, in *The Origin of Stars and Planetary Systems*, ed. C. J. Lada, & N. D. Kylafis (Kluwer), 305
- Myers, P. C., & Benson, P. J. 1983, *ApJ*, 266, 309
- Myers, P. C. 1983, *ApJ*, 270, 105
- Myers, P. C., Fuller, G. A., Goodman, A. A., & Benson, P. J. 1991, *ApJ*, 376, 561
- Myers, P. C. 2009, *ApJ*, 700, 1609

- Nachman, P. 1979, *ApJS*, 39, 103
- Nagasawa, M. 1987, *Progress of Theoretical Physics*, 77, 635
- Nakamura, F., Hanawa, T., & Nakano, T. 1993, *PASJ*, 45, 551
- Nakamura, F., Hanawa, T., & Nakano, T. 1995, *ApJ*, 444, 770
- Nakamura, F., & Li, Z.-Y. 2005, *ApJ*, 631, 411
- Nakamura, F., & Li, Z.-Y. 2008, *ApJ*, 687, 354
- Nelson, R. P., & Papaloizou, J. C. B. 1993, *MNRAS*, 265, 905
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Ogawa, H., & Fukui, Y. 1996, *ApJ*, 465, 815
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Tachihara, K., & Fukui, Y. 2002, *ApJ*, 575, 950
- Ossenkopf, V., & Henning, T. 1994, *A&A*, 291, 943
- Ostriker, J. 1964, *ApJ*, 140, 1056
- Padoan, P., Juvela, M., Goodman, A. A., & Nordlund, Å. 2001, *ApJ*, 553, 227
- Pagani, L., Daniel, F., & Dubernet, M.-L. 2009, *A&A*, 494, 719
- Palmerin, P., et al., *A&A*, in prep.
- Pineda, J. E., Rosolowsky, E. W., & Goodman, A. A. 2009, *ApJ*, 699, L134
- Pineda, J. E., Goodman, A. A., Arce, H. G., Caselli, P., Foster, J. B., Myers, P. C., & Rosolowsky, E. W. 2010, *ApJ*, 712, L116
- Racine, R. 1968, *AJ*, 73, 233
- Rebull, L. M., Padgett, D. L., McCabe, C.-E., et al. 2010, *ApJS*, 186, 259
- Robitaille, T. P., & Whitney, B. A. 2010, *ApJ*, 710, L11
- Rodriguez, L. F., Anglada, G., & Curiel, S. 1997, *ApJ*, 480, L125
- Rolfs, K. & Wilson, T., 1986, *Tools of Radioastronomy*, Editorial Springer
- Rosolowsky, E. W., Pineda, J. E., Kauffmann, J., & Goodman, A. A. 2008, *ApJ*, 679, 1338
- Rosolowsky, E. W., Pineda, J. E., Foster, J. B., et al. 2008, *ApJS*, 175, 509
- Rudolph, A. L., Bachiller, R., Rieu, N. Q., et al. 2001, *ApJ*, 558, 204
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sandell, G., & Knee, L. B. G. 2001, *ApJ*, 546, L49
- Santiago-García, J., Tafalla, M., Johnstone, D., & Bachiller, R. 2009, *A&A*, 495, 169
- Schmalzl, M., Kainulainen, J., Quanz, S. P., et al. 2010, *ApJ*, 725, 1327
- Schnee, S., Kauffmann, J., Goodman, A., & Bertoldi, F. 2007, *ApJ*, 657, 838

- Schneider, S., & Elmegreen, B. G. 1979, *ApJS*, 41, 87
- Schneider, N., & Brooks, K. 2004, *PASA*, 21, 290
- Schneider, N., Csengeri, T., Hennemann, M., et al. 2012, *A&A*, 540, L11
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Simon, M. 1997, *ApJ*, 482, L81
- Siringo, G., Kreysa, E., Kovács, A., et al. 2009, *A&A*, 497, 945
- Siringo, G., Kreysa, E., De Breuck, C., et al. 2010, *The Messenger*, 139, 20
- Smith, R. J., Shetty, R., Stutz, A. M., & Klessen, R. S. 2012, arXiv:1201.6275
- Spitzer, L. 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*.
- Stahler, S., & Palla, F., 2004, *The Formation of Stars*
- Stepnik, B., et al. 2003, *A&A*, 398, 551
- Stodólkiewicz, J. S. 1963, *Acta Astronomica*, 13, 30
- Strom, S. E., Grasdalen, G. L., & Strom, K. M. 1974, *ApJ*, 191, 111
- Strom, K. M., Strom, S. E., & Vrba, F. J. 1976, *AJ*, 81, 320
- Stutzki, J., & Guesten, R. 1990, *ApJ*, 356, 513
- Tafalla, M., Mardones, D., Myers, P. C., et al. 1998, *ApJ*, 504, 900
- Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., Walmsley, C. M., & Comito, C. 2002, *ApJ*, 569, 815
- Tafalla, M., & Santiago, J. 2004, *A&A*, 414, L53
- Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., & Walmsley, C. M. 2004, *A&A*, 416, 191
- Tafalla, M., Santiago-García, J., Myers, P. C., Caselli, P., Walmsley, C. M., & Crapsi, A. 2006, *A&A*, 455, 577
- Tafalla, M., Santiago-García, J., Hacar, A., & Bachiller, R. 2010, *A&A*, 522, A91
- Tan, J. C., Krumholz, M. R., & McKee, C. F. 2006, *ApJ*, 641, L121
- Tatematsu, K., Umemoto, T., Kandori, R., & Sekimoto, Y. 2004, *ApJ*, 606, 333
- Ungerechts, H., & Thaddeus, P. 1987, *ApJS*, 63, 645
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
- van den Bergh, S. 1966, *AJ*, 71, 990
- van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 1988, *ApJ*, 334, 771
- Vázquez-Semadeni, E., Kim, J., Shadmehri, M., & Ballesteros-Paredes, J. 2005, *ApJ*, 618, 344

- 
- Vázquez-Semadeni, E., Ryu, D., Passot, T., González, R. F., & Gazol, A. 2006, *ApJ*, 643, 245
- Walsh, A. J., Myers, P. C., & Burton, M. G. 2004, *ApJ*, 614, 194
- Walawender, J., Bally, J., Francesco, J. D., Jørgensen, J., & Getman, K. =. 2008, *Handbook of Star Forming Regions, Volume I*, 346
- Walsh, A. J., Myers, P. C., Di Francesco, J., et al. 2007, *ApJ*, 655, 958
- Ward-Thompson, D., André, P., Crutcher, R., Johnstone, D., Onishi, T., & Wilson, C. 2007, *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson: Uni. Arizona Press), 33
- Warin, S., Castets, A., Langer, W. D., Wilson, R. W., & Pagani, L. 1996, *A&A*, 306, 935
- Williams, J. P., de Geus, E. J., & Blitz, L. 1994, *ApJ*, 428, 693
- Williams, J. P., Blitz, L., & Stark, A. A. 1995, *ApJ*, 451, 252
- Wilson, T. L., & Rood, R. 1994, *ARA&A*, 32, 191
- Wiseman, J. J., & Ho, P. T. P. 1998, *ApJ*, 502, 676
- Young, C. H., Jørgensen, J. K., Shirley, Y. L., et al. 2004, *ApJS*, 154, 396
- Zhou, S., Wu, Y., Evans, N. J., II, Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1989, *ApJ*, 346, 168
- Zuckerman, B., & Evans, N. J., II 1974, *ApJ*, 192, L149
- Zuckerman, B., & Palmer, P. 1974, *ARA&A*, 12, 279



# Publicaciones y Congresos

## Publicaciones con sistema de arbitraje

*Cores, filaments, and bundles: hierarchical core formation in the B213 Taurus region*  
Hacar, A., Tafalla, M., Kauffmann, J., & Kovacs, A., 2012, A&A, submitted

*Formation of dense cores by fragmentation of velocity-coherent filaments in L1517*  
Hacar, A. & Tafalla, M., 2011, A&A, 533, A34

*A molecular survey of outflow gas: velocity-dependent shock chemistry and the peculiar composition of the EHV gas*  
Tafalla, M., Santiago-Garcia, J., Hacar, A., & Bachiller, R., 2010, A&A, 512, 91

## Publicaciones sin sistema de arbitraje

*APEX Turns its Eye to Dark Clouds in Taurus*  
Hacar, A., Tafalla, M., & Pierce-Price, D., 2012, ESO photo release

*IRAM Newsletter: MAMBO-2 Science Highlights*  
Hacar, A. et al, 2009, IRAM Newsletter, 73

## Presentaciones orales en Congresos

*Formation of dense cores by fragmentation of velocity-coherent filaments in L1517*  
Formation and early evolution of Very Low Mass stars and Brown Dwarfs, ESO-Garching (Alemania), 11-14 de Octubre de 2011

*Formación de núcleos prestelares en Tauro a partir de filamentos subsónicos y coherentes en velocidad*

IX Reunión científica de la Sociedad Española de Astronomía, Madrid, 13-17 de Septiembre de 2010

*L1517: From Molecular Clouds to Prestellar Cores*

XXXVII Young European Radio Astronomy Conference, Bordeaux (Francia), 4-7 de Septiembre de 2007

## Posters

*Formation of dense cores by fragmentation of velocity-coherent filaments in B213*

Hacar A. & Tafalla M., The Early Phase of Star Formation Conference 2012 (EPoS), Rindberg (Alemania), 2-6 de Julio de 2012

*Formation of dense cores by fragmentation of velocity-coherent filaments in Barnard 213*

Hacar A., Tafalla M., Kauffmann J., & Kovacs A., From atoms to pebbles: Herschel's view of star and planet formation, Grenoble (Francia), 20-23 de Marzo de 2012

*Formation of dense cores by fragmentation of velocity-coherent filaments in L1517*

Hacar A. & Tafalla M., MW2011 The Milky Way in the Herschel Era: Towards a Galaxy-scale view of the star-formation life-cycle, Roma (Italia), 19-24 de Septiembre de 2011

*A molecular survey of outflow gas: velocity-dependent shock chemistry and the peculiar composition of the extremely high-velocity (EHV) gas*

Tafalla M., Santiago J., Hacar A., & Bachiller R., IAU Symposium 280: The Molecular Universe, Toledo, 30 de Mayo - 3 de Junio de 2011

*Formation of dense cores by fragmentation of velocity-coherent, subsonic filaments in L1517*

Hacar A. & Tafalla M., The Early Phase of Star Formation Conference 2010 (EPoS), Rindberg (Alemania), 14-18 de Junio de 2010

*L1517: Primeros pasos en la evolución de núcleos prestelares*

Hacar A. & Tafalla M., 2do. Workshop ASTROCAM: "Jóvenes Astrónomos de la Comunidad de Madrid", Madrid, 19-21 de Septiembre de 2007

*“The truth may be puzzling. It may take some work to grapple with. It may be counter-intuitive. It may contradict deeply held prejudices. It may not be consonant with what we desperately want to be true. But our preferences do not determine what’s true. We have a method, and that method helps us to reach not absolute truth, only asymptotic approaches to the truth - never there, just closer and closer, always finding vast new oceans of undiscovered possibilities. Cleverly designed experiments are the key.”*

— Carl Sagan