

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
Centro de Radioastronomía y Astrofísica



La componente externa: el entorno como agente en la formación estelar

TESIS

para obtener el grado de Maestro en Ciencias (Astronomía)

Autor:
Andrés Suárez Madrigal

Director:
Dr. Javier Ballesteros Paredes

NOVIEMBRE DE 2011
MORELIA, MICHOACÁN, MÉXICO



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Agradecimientos

Quiero expresar un sincero agradecimiento hacia el Dr. Javier Ballesteros Paredes, quien fue mejor asesor de lo que hubiera podido pedir; ha sido un gran guía y ejemplo, tanto en lo académico como en lo personal, al ayudarme a explorar nuevos horizontes y motivarme a continuar con mi educación.

Igualmente, doy gracias a los Drs. Pedro Colín, Carlos Román y Gilberto Gómez, enseñantes y colegas, por sus valiosas contribuciones durante las diferentes etapas de mi tesis.

Agradezco a todo el plantel del CRYA por las facilidades brindadas y a su profesorado por enseñarme lo fascinante que es la astronomía. Un agradecimiento especial al Dr. Enrique Vázquez por permitirme continuar mi investigación mediante una beca de proyecto. Gracias a la sede del IA en Ensenada, por un increíble semestre de ciencia y descubrimiento. Agradezco a la UNAM y al CONACyT por facilitarme una formación de excelencia.

No se puede exagerar el apoyo que he recibido de mis padres y mi hermano, presente en todo momento. La fortuna de contar con sus ejemplos, confianza y amor es lo que me ha permitido recorrer este camino.

A mi compañera, Melva, le debo la alegría y la sensibilidad que han hecho mis días mucho más brillantes y las ganas de vivirlos al máximo.

Agradezco a mis herman@s de “La otra casa”: Lorena, Jesús, Melva, Jessy, Alfredo, Mimí, Gisel, Tona, por ser cómplices de los más motivantes días de mi vida.

Agradezco a tod@s mis amig@s, por tantos momentos de asombro, risas, solidaridad, acción y aprendizaje.

A todas aquellas personas, conocidas y desconocidas, que de una u otra manera me han dado la inspiración que me ha hecho llegar hasta aquí: gracias.

Andrés

“Las cosas desagradables de este mundo no desaparecen con tan sólo mirar hacia otro lado” – ?

RESUMEN

El objetivo del presente trabajo es estudiar dos situaciones en las que el material externo a una nube molecular puede ocasionar una diferencia en su evolución e historia de formación estelar.

En el primer escenario considerado se evalúa un método comúnmente empleado para determinar el estado dinámico de una nube molecular y sus núcleos densos: la aplicación de un análisis de Jeans a los núcleos densos de una región molecular cuyo mapa de extinción fue previamente procesado mediante un filtrado de *óndula*. Se aplica este método a mapas visuales de extinción obtenidos de la simulación numérica de una nube molecular en formación para estimar qué núcleos densos se espera que colapsen a lo largo del tiempo. Al comparar las predicciones obtenidas de dicho análisis con la evolución posterior de la nube en la simulación, se observa que el método no es adecuado para estimar la formación estelar futura de la misma, pues se ignora el ambiente en el que se encuentran, del cual los núcleos acretan material continuamente hasta colapsar.

Dentro de un segundo escenario, se evalúa el efecto que el fondo de materia oscura ejerce sobre el contenido energético de una nube molecular y en su capacidad de formar estrellas. Se considera semi-analíticamente la contribución de un halo de materia oscura al colapso de una concentración de gas molecular y se encuentra que, para nubes localizadas dentro de los 10 pc centrales de una galaxia masiva, la materia oscura juega un papel tan importante como la auto-gravedad de la nube en su evolución. Igualmente, se estudia el efecto que la perturbación en el fondo local de materia oscura causado por una nube molecular tendrá en el desarrollo de esta última. Analíticamente, se encuentra que un ambiente de materia oscura denso y de baja velocidad induce fuertemente a la nube a colapsar gravitacionalmente. Esta aseveración se comprueba mediante simulaciones numéricas.

Los resultados de dichos escenarios demuestran que el potencial gravitacional externo puede jugar un importante papel en la evolución de una nube molecular y su formación estelar si se cuenta con las condiciones adecuadas. Por lo anterior, la componente externa no debe ser ignorada al momento de evaluar el estado dinámico de una región de gas molecular.

ABSTRACT

The present work has the main goal of studying two situations in which the material surrounding a molecular cloud can make a difference in its evolution and star formation history.

We consider two scenarios. In the first scenario we evaluate a method commonly used to determine the dynamical state of a molecular cloud: a Jeans analysis of its dense cores, which are obtained by the application of a wavelet filter to an extinction map of the region. We apply this method to visual extinction maps obtained from the numerical simulation of a forming molecular cloud, in order to estimate which cores are expected to collapse later on. When we compare the predictions obtained from these analysis with the later evolution of the cloud in the simulation, we observe that this method is not adequate to estimate its subsequent star formation; the method tends to ignore the environment in which the cores live, from which they continually accrete material until their collapse.

In a second scenario, we evaluate the effect that the dark matter background exerts on the energy content of a molecular cloud and its star forming capacity. We perform semianalytical calculations to estimate the contribution from a dark matter halo towards the collapse of a molecular gas concentration and we find that, for clouds located within the central 10 pc of a massive galaxy, dark matter plays a role as important as the cloud's self-gravity on its evolution. Similarly, we study the effect that a perturbation in the local dark matter background caused by a molecular cloud will have on its development. We analytically find that a dense and low velocity dark matter environment will strongly induce the cloud to its gravitational collapse. This statement is corroborated through numerical simulations.

The results obtained from these scenarios show that the external gravitational potential can play an important role on the evolution of a molecular cloud and its star formation, given the appropriate conditions. Hence, the external component should not be ignored when evaluating the dynamical state of a molecular gas region.

Índice general

1. INTRODUCCIÓN	3
1.1. Motivación	3
1.2. Las nubes moleculares	5
2. ANÁLISIS DE ÓNDULA DE UNA NUBE MOLECULAR EN SIMULACIONES NUMÉRICAS	9
2.1. Introducción	9
2.1.1. Motivación	9
2.1.2. La masa de Jeans	11
2.2. La transformada de óndula <i>con hoyos</i> y el Modelo de Visión Multiescala	12
2.3. Simulaciones numéricas	16
2.4. Mapas de densidad columnar	17
2.5. Resultados	20
2.6. Discusión y conclusiones	25
3. LA MATERIA OSCURA COMO AGENTE GRAVITACIONAL ACTIVO EN COMPLEJOS MOLECULARES	31
3.1. Resumen	31
3.2. Artículo	32
4. CONCLUSIONES	73
4.1. Conclusions	75
Bibliografía	77

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

1.1. Motivación

A diferencia de la teoría de evolución estelar, que se encuentra bastante consolidada actualmente, existen hasta la fecha notables incertidumbres en el escenario de la formación estelar. La construcción de un modelo teórico autoconsistente que explique adecuadamente la formación estelar es básica para mejorar nuestro entendimiento del fenómeno del nacimiento de las estrellas, que ayude a integrar aspectos tan variados como el Universo actual, el Sistema Solar y hasta los orígenes de la Tierra y sus propiedades.

En la actualidad es ampliamente aceptado que toda la formación estelar está asociada a nubes moleculares (Blitz, 1993; Williams et al., 2000) y que las estrellas se forman debido a la contracción gravitacional de núcleos densos dentro de dichas nubes (ver, p. ej., Spitzer, 1978; Shu et al., 1987; Williams & McKee, 1997); sin embargo, no es claro el camino que sigue una nube molecular (NM, en lo subsecuente) para convertir una fracción de su masa en estrellas. Las teorías disponibles sobre la evolución y colapso de NMs podrían englobarse en dos grupos con premisas distintas: por un lado, el escenario tradicional de formación estelar concibe al medio interestelar y a sus condensaciones de gas molecular como entidades cuasi-estáticas que mantienen un balance entre las diferentes fuerzas que actúan sobre ellas y por lo tanto permanecen inmutables por largos períodos de tiempo antes de formar estrellas (hasta varias veces 10^7 años; Blitz & Shu, 1980; Tassis & Mouschovias, 2004); en este esquema, la formación estelar presente en una región dada puede ser de baja masa, cuando la nube se encuentra con soporte suficiente contra su colapso gravitacional y sólo un puñado de subregiones cuentan con las condiciones para formar estrellas no muy masivas, o de alta masa, en casos donde la gravedad domina y genera un colapso más generalizado de la región, permitiendo la aparición de estrellas masivas.

La visión alternativa es la de la formación estelar *rápida* que, en busca de una explicación al origen mismo de las NMs, postula que éstas se forman a partir de flujos de gas atómico que colisionan y sufren un cambio de fase hacia densidades mayores y temperaturas más bajas: el material se convierte en gas molecular. Como consecuencia, en este modelo las NMs aparecen como entidades dinámicas en constante evolución y de duración efímera (de apenas unos 10 millones de años), en la que la formación estelar inicia de manera casi simultánea a la aparición del gas molecular. En este escenario, una NM mantiene un constante intercambio de material y energía con su entorno (Ballesteros-Paredes

et al., 1999b; Vázquez-Semadeni et al., 2007) y una misma nube puede atravesar distintos estadios de formación estelar a lo largo de su vida, desde fases tempranas en las que sólo se forman unas cuantas estrellas, hasta momentos de mayor actividad donde se consume un porcentaje mayor de su masa.

En la vecindad Solar existen muchas NMs con formación estelar activa (p. ej. el complejo molecular de Orión o ρ -Ophiuchus). Son menos comunes las regiones de gas molecular en las que no se han formado estrellas de manera vigorosa (p. ej. la nube molecular de Tauro o la nebulosa de la Pipa) o incluso donde no se han formado estrellas (p. ej. la nebulosa Saco de carbón). En el marco de la formación rápida de las NMs puede suponerse que algunas de tales regiones con poca actividad se encuentran en un estadio temprano de su vida, previo a comenzar a crear estrellas. Por ello, su estudio resulta muy útil para lograr comprender cómo se realiza la transición hacia estados más activos de formación estelar. La determinación de las propiedades actuales de regiones como éstas puede arrojar luz sobre los procesos involucrados en lograr las densidades críticas requeridas para iniciar el colapso gravitacional que culminará en el inicio de reacciones nucleares y el nacimiento de estrellas. La recopilación de evidencia que subraye cualquiera de los modelos existentes es valiosa para complementar el cuadro incompleto de la formación estelar y lograr explicar los detalles de la existencia de las NMs. Parte de esta tesis trabaja sobre esta línea, al poner a prueba el modelo de NMs de corta duración para explicar la aparente bimodalidad encontrada observacionalmente en la actividad de las NMs.

Por otro lado, es común realizar un balance energético en las NMs con el fin de evaluar sus condiciones dinámicas y estimar si procederán a formar estrellas o se mantendrán en equilibrio. Con dicho balance, se pretende dictaminar si las fuerzas que actúan sobre la nube favorecerán o no el colapso de la misma. Entre los factores que suelen incluirse en una comparación de este tipo figuran la autogravedad del sistema, la hidrodinámica, los campos magnéticos e incluso rotación de la nube. Una contribución que por lo general se obvia es la influencia gravitacional del ambiente que rodea a la NM. Como Ballesteros-Paredes (2006) argumenta, dicha omisión es válida para una estructura aislada o embebida en una distribución de materia muy tenue, es decir aquella en que las fuerzas gravitacionales ejercidas por cualquier factor externo sean despreciables en comparación con la autogravedad de la NM. Sin embargo, para la gran mayoría de las nubes moleculares y para todas aquellas en la vecindad solar, la situación dista mucho de ser así. Esta premisa es la que se pondrá a prueba a lo largo del presente trabajo al evaluar el papel que el material circundante a una NM puede jugar en su evolución.

La presente tesis estudia, desde diferentes puntos de vista, cuál es la importancia relativa del entorno en la evolución de una cierta región de gas molecular y el efecto que tiene sobre la historia de formación estelar de la misma. Tal incógnita se plantea en dos contextos distintos. El primero de ellos se sitúa a escala de los núcleos densos internos a una NM y rodeados del resto del material que compone a esta última. Estudios observacionales sugieren que la falta de formación estelar en ciertas NMs es consecuencia de que los núcleos analizados se encuentran en una situación de equilibrio con el medio circundante, y no gravitacionalmente ligados (e.g. Lada et al., 2008), propuesta congruente con el esquema tradicional de formación estelar. Sin embargo, si las NMs, más que entidades longevas y cuasiestáticas fuesen complejos en proceso de formación y colapso, como propone el escenario dinámico de formación de nubes y estrellas, surge la duda si es adecuado dictaminar su futuro evolutivo a partir de la medición de propiedades en un instante de tiempo y no tomando en cuenta el entorno en el que se desarrollan (especialmente si estas NMs se encuentran en un estadio temprano de su existencia). El *análisis de óndula* (también conocida por el anglicismo *wavelet*; ver Press et al., 2005) con que se procesan dichas observaciones puede jugar un papel importante en la subestimación de la capacidad

de formar estrellas de los núcleos densos: es por esto que, en el capítulo 2, se pretende demostrar con base en análisis de simulaciones numéricas que, aunque las condensaciones de gas molecular no muestren condiciones de colapso en un momento dado, es factible que éstas sigan acretando masa del entorno conforme evoluciona la NM y colapsen en tiempos posteriores.

El segundo caso estudiado se refiere a la influencia que el potencial gravitacional de material externo a una nube molecular puede tener en su evolución, el cual es analizado en el capítulo 3. Las NMs, lejos de ser distribuciones de materia aisladas, se encuentran inmersas en galaxias que generan un fuerte potencial gravitacional; sin embargo, al evaluar su estado dinámico tiende a ignorarse tal hecho, pues no suele considerarse la contribución gravitacional que el entorno puede tener en la evolución de la nube. En particular, el campo gravitacional externo al que está expuesta la nube está dominado por el halo de materia oscura de la galaxia, pues este contribuye con la mayor parte de la masa de la misma y dicta su dinámica. Se busca evaluar la contribución de la materia oscura al contenido energético de una NM utilizando dos enfoques: por un lado, comparando la *energía de marea* con que contribuye el potencial del halo contra la energía gravitacional interna de la nube; por el otro, evaluando la interacción gravitacional entre el fondo local subyacente de materia oscura y la materia que compone la NM: se espera que la materia bariónica ocasione un pozo de potencial en el fondo homogéneo de materia oscura y que este a su vez genere una fuerza de contracción en favor del colapso de la NM, estimulando la formación estelar en ella. Tales propuestas son evaluadas de manera semi-analítica; posteriormente, las predicciones hechas respecto a la evolución de una nube en el fondo local de materia oscura se ponen a prueba mediante simulaciones numéricas.

Los resultados obtenidos de ambos escenarios contemplados demuestran que, dadas las condiciones adecuadas, la fuerza de marea ocasionada por el material perteneciente al entorno de una NM puede jugar un importante papel en su evolución y formación estelar. Por lo anterior, dicha contribución debería ser evaluada al momento de estudiar el estado dinámico de una región de gas molecular. Aunado a lo anterior, el presente trabajo refuerza el escenario *rápido* de formación estelar y fortalece su hipótesis, que concibe a las NMs como entidades dinámicas y efímeras.

1.2. Las nubes moleculares

Se conoce como medio interestelar (en adelante, MIE) a todo el material que se encuentra disperso en el espacio entre las estrellas dentro de una galaxia. Tal material está compuesto principalmente de hidrógeno y helio (en una proporción de aproximadamente 10 a 1 en masa) con trazas de algunos otros elementos con números atómicos mayores (que conforman alrededor del 1 % en masa), en parte presentes en forma de polvo interestelar (Schultz, 2005).

El MIE constituye alrededor del 1 % de la masa total de la Vía Láctea y permea casi la totalidad de su volumen (Estalella & Anglada, 1999). Este medio se compone de material en distintas condiciones físicas, que pueden clasificarse por el su estado físico y su temperatura: existen regiones atómicas frías conformadas principalmente por átomos neutros, que se encuentra a temperaturas de $T \sim 50 - 150$ K; también hay regiones de gas tibio, formadas tanto de átomos neutros como ionizados por radiación, a temperaturas que oscilan entre $T \sim 5000 - 10000$ K; igualmente puede detectarse una componente caliente que contiene átomos ionizados por colisiones, a altas temperaturas de alrededor de $T \sim 10^6$ K. Estas tres componentes se encuentran en equilibrio de presión entre sí, por lo que son capaces de coexistir. Adicionalmente, existen condensaciones denominadas *nubes moleculares* (NMs), compues-

tas mayormente por hidrógeno molecular (H_2), con trazas de partículas de polvo con materiales más pesados (conformando alrededor del 2 % de la masa total) y rodeadas de un medio de hidrógeno neutro (HI) con densidades columnares mayores a 10^{21} cm^{-2} y que escuda a las moléculas de radiación ultravioleta disociante que proviene de las estrellas de la Galaxia. Estas regiones poseen densidades relativamente altas ($n \gtrsim 100 \text{ cm}^{-3}$), se encuentran a temperaturas entre $T \sim 10 - 30 \text{ K}$ y a una presión superior a la de las otras componentes mencionadas (Estalella & Anglada, 1999).

La clasificación anterior no pretende definir estadios permanentes de la materia que compone cada clase de regiones; es más adecuado pensar que dicho material oscila entre los diferentes estados guiado por los procesos físicos a los que se ve sometido. Así, el MIE es una estructura compleja con una dinámica activa; el gas y partículas que lo componen alternan, a lo largo del tiempo, desde temperaturas altas y densidades bajas hacia regímenes más fríos y densos en donde puede proceder a formar estrellas, para después ser retroalimentado por las mismas de vuelta al espacio interestelar.

Las NMs distan de ser condensaciones homogéneas de gas; al contrario, contienen subestructura filamentaria y granular. Dentro de los filamentos, el material tiende a agruparse en *grumos* (en inglés, *clumps*). Las regiones con mayor concentración de material dentro de tales subestructuras se conocen como *núcleos densos* (*cores* en inglés), las cuales alcanzan densidades del orden de 10^6 cm^{-3} (Williams et al., 2000). Las NMs abarcan extensiones que alcanzan desde unos parsecs hasta algunas decenas de estos, en sus versiones *gigantes*. Se ubican principalmente en las cercanías del plano galáctico, dentro de un anillo molecular entre 3.5 y 7 kiloparsecs del centro galáctico (Ferrière, 2001). Existe también una correlación entre la ubicación de las NMs y los brazos espirales de gas en la Galaxia. La evidencia observacional sugiere que la Galaxia cuenta con dos brazos espirales formados por estrellas. Estos parecen perturbar al disco y generar cuatro brazos espirales de gas (Drimmel, 2000). El hecho de que una gran cantidad de NMs se encuentren en la cercanía de los brazos espirales de gas sugiere que éstas deben formarse rápidamente a partir del choque que ocasionan los brazos al encontrarse con el medio interestelar difuso. Al mismo tiempo, comparativamente con la región de los brazos, pocas NMs se ubican en el espacio entre ellos (con una razón de emisión molecular entre ambas regiones de 28:1, ver Cohen et al., 1980), lo cual apunta a que las NMs tenderían a disociarse poco después de que pasa el brazo espiral. De estas premisas se han sugerido escalas de vida para las NMs menores a 10 millones de años (Myr, por su abreviación en inglés) (e.g. Williams et al., 2000), apoyando el escenario *rápido* de formación estelar (ver sección 1.1). Simulaciones numéricas que exploran dicho escenario parecen confirmar la efímera duración de las NMs como una estructura definida (e.g. Ballesteros-Paredes, 1999; Ballesteros-Paredes et al., 2007; Vázquez-Semadeni et al., 2007).

De acuerdo a resultados observacionales, toda la formación estelar conocida en la Galaxia ocurre en las NMs, las regiones más densas del MIE (Blitz, 1993; Williams et al., 2000). Dicha aseveración se apoya en el hecho observacional de que muchas NMs contienen proto-estrellas embebidas dentro de sí y que la mayoría de las estrellas jóvenes se localizan en las cercanías de asociaciones de gas molecular.

Sin embargo, no todas las NMs que observamos en este momento están formando estrellas, y las que lo hacen no necesariamente tienen propiedades ni comportamientos homogéneos. Debido a esta diferenciación, tradicionalmente ha asignado a las NMs dos modos de formación estelar distintos: formación estelar de baja y alta masa (e.g. Shu et al., 1987), en un esquema en el que las NMs pasan gran parte de su existencia en un modo cuasi-estático que presenta poca o nula formación estelar y sólo aquellas regiones donde no hay suficiente soporte contra su autogravedad alcanzan a formar estrellas de manera más activa (ver sección 1.1).

En contraste con dicha clasificación bimodal, parece existir todo un rango de regímenes de formación estelar actual, como se aprecia en la diversidad de NMs en la Galaxia:

- La nebulosa Saco de carbón y Lupus V no presentan formación estelar activa.
- La nebulosa de la Pipa parece no estar formando estrellas en la mayoría de su extensión; tan solo se encuentran algunas estrellas en uno de sus extremos (en la nube molecular Barnard 59).
- La nube molecular de Tauro sólo parece crear estrellas de baja masa (con masas menores a $8M_{\odot}$); además, éstas se encuentran bastante dispersas en la región que abarca la NM (de extensión ~ 20 pc).
- La nube molecular de Perseo y la nube rho-Ophiuchi contienen estrellas de masas mayores a las de la nube molecular de Tauro, pero no tienen estrellas de masa alta.
- La nube molecular de Orión es una región de formación estelar muy activa y posee estrellas de masas superiores a $8M_{\odot}$.

Dentro de la visión que propone la existencia de dos esquemas de formación estelar distintos, los ejemplos anteriores de NMs caen todos en el régimen de baja masa, a excepción de la nube molecular de Orión que se considera una región de formación estelar de alta masa. Por el contrario, modelos numéricos recientes de formación y evolución de NMs plantean un escenario autoconsistente en que una misma nube atraviesa todos estos estadios de formación estelar: desde un estado atómico pre-nube en que no existe estrella alguna, hasta que la nube se condensa y de manera casi inmediata genera estrellas de manera vigorosa (e.g. Vázquez-Semadeni et al., 2007; Heitsch & Hartmann, 2008). Así, una nube como Lupus V puede no ser otra cosa que la versión temprana de Orión. Este esquema evolutivo puede ser entendido al considerar que las NMs y sus núcleos densos no están aislados, sino que están embebidos en regiones más extensas de gas, de las cuales siguen adquiriendo material que contribuye en su evolución posterior.

Al mismo tiempo, trabajos recientes (Ballesteros-Paredes, 2006; Ballesteros-Paredes et al., 2009a,b; Gómez et al., 2007) demuestran que el entorno de una distribución de material molecular puede alterar de manera importante el potencial gravitacional al que está sujeta y contribuir a su colapso o dispersión. Por el contrario, cuando se analizan regiones de formación estelar tiende a ignorarse la presencia e influencia del material externo.

Capítulo 2

ANÁLISIS DE ÓNDULA DE UNA NUBE MOLECULAR EN SIMULACIONES NUMÉRICAS

2.1. Introducción

2.1.1. Motivación

En el marco del escenario de formación estelar cuasiestático, en el que se visualiza a las nubes moleculares (NMs) como entidades coherentes y dinámicamente equilibradas durante algunas decenas de millones de años, se han estudiado las propiedades de núcleos densos como concentraciones de materia en equilibrio de presión con su entorno. En este esquema, la evolución de los núcleos densos ocurre en unidades temporales grandes, de más de 10–20 tiempos de cruce sónico (ver, p.ej., Tassis & Mouschovias, 2004), siendo el tiempo de cruce sónico de $\sim 0.2 \text{ pc} / 0.2 \text{ km sec}^{-1} \sim 1 \text{ Myr}$. Estos tiempos lucen muy diferentes a los tiempos característicos de evolución en el escenario *rápido* de formación estelar (ver capítulo 1.1), que propone unos pocos tiempos de cruce sónico (p. ej. Ballesteros-Paredes & Hartmann, 2007; Galván-Madrid et al., 2007).

Con la idea de identificar a los núcleos densos exclusivamente en sus datos observacionales, Alves et al. (2007) y Lada et al. (2008) aplican la técnica de descomposición de óndula a mapas de extinción de la nebulosa de la Pipa. Esta descomposición de óndula actúa como un filtro pasa bajos (que elimina las altas frecuencias de una señal y sólo mantiene las bajas frecuencias), el cual remueve la emisión con variaciones relativamente suaves del fondo de la imagen original. Este procedimiento genera una imagen con básicamente sólo núcleos densos de pequeña escala espacial.

Aplicando este método al mapa de extinción de la Nebulosa de la Pipa creado a partir de imágenes infrarrojas en diferentes bandas (ver Fig. 2.1; Alves et al., 2007), y usando datos espectrales de diferentes líneas moleculares, Lada et al. (2008) concluyen que en esta región molecular la mayoría de los núcleos densos (aquellos con masas menores a $\sim 2 M_{\odot}$) no se encuentran en colapso gravitacional, sino en equilibrio hidrostático, y que están confinados por una presión externa de magnitud constante, debida al peso de la nube que los contiene. A partir de estas conclusiones, proponen que la nube ha

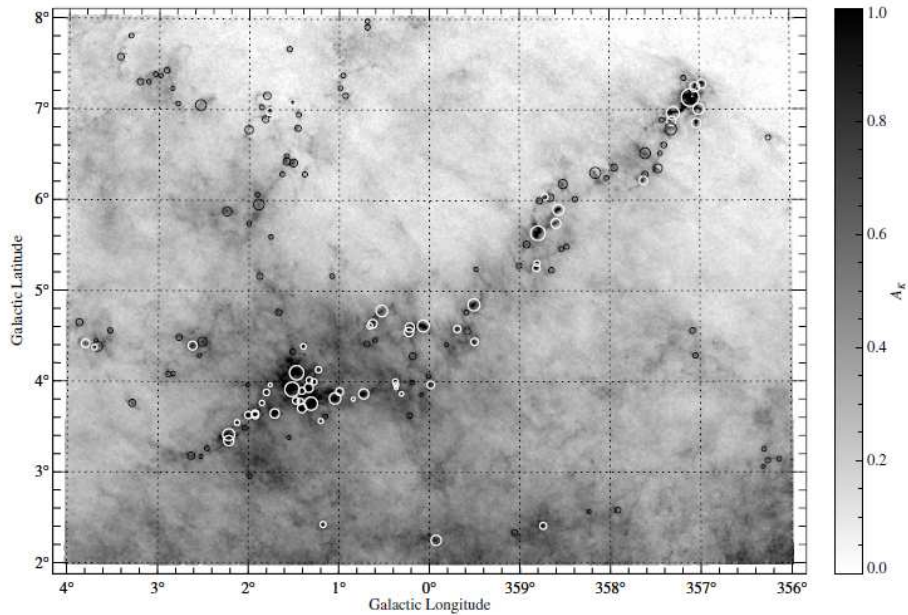


Figura 2.1: Mapa de extinción de polvo de la Nebulosa de la Pipa de Alves et al. (2007), construido a partir de observaciones en el cercano infrarrojo. Los autores del mapa detectan 159 núcleos densos marcados con círculos en la imagen; el tamaño del círculo es proporcional al radio que miden del núcleo.

sufrido fragmentación térmica, y que es esta fragmentación la que determina el espectro de masas de los núcleos densos.

Por su parte, Alves et al. (2007) concluyen que la forma del espectro de masas de los núcleos densos de la Nebulosa de la Pipa tiene una pendiente similar a la de la función de masa inicial (IMF) en la región de alta masa, pero corrida hacia masas unas cuatro veces mayores, como se aprecia en la Fig. 2.2. A partir de ello, estos autores proponen que el espectro de masas de los núcleos densos define de manera directa la función de masa inicial. Sin embargo, es importante notar que el espectro de masas reportado por Alves et al. (2007) tiene una pendiente similar a la IMF con un rango dinámico que va de $M \sim 3M_{\odot}$ a $M \sim 12M_{\odot}$, es decir, de apenas un orden de magnitud en masa. Si adicionalmente consideramos que el detalle exacto de cuántas estrellas y de qué masas se forman en una región dada es un problema que todavía no se entiende, luce poco apropiado hacer una correlación uno a uno entre la función de masa de los núcleos densos y la función de masa inicial.

Aunque Lada et al. (2008) se inclinan a favor del escenario cuasi-estático, dejan abierta la posibilidad de que, como el escenario dinámico de formación estelar lo sugiere, los núcleos observados se encuentren en una etapa evolutiva temprana; esto es, que siguen acretaando masa de su entorno hasta volverse gravitacionalmente inestables y colapsar (Clark & Bonnell, 2005; Gómez et al., 2007).

Actualmente, hay fuertes argumentos a favor de considerar a las NMs como entidades transitorias que se mantienen en constante cambio durante su vida. Tal propuesta se encuentra fuertemente apoyada, por un lado, por cálculos de las edades de las estrellas asociadas a nubes moleculares (Hartmann, 2002; Jeffries, 2011), y por otro, por simulaciones numéricas de evolución de NMs (e.g. Ballesteros-Paredes et al., 1999a; Hartmann et al., 2001; Vázquez-Semadeni et al., 2007; Heitsch et al., 2007;

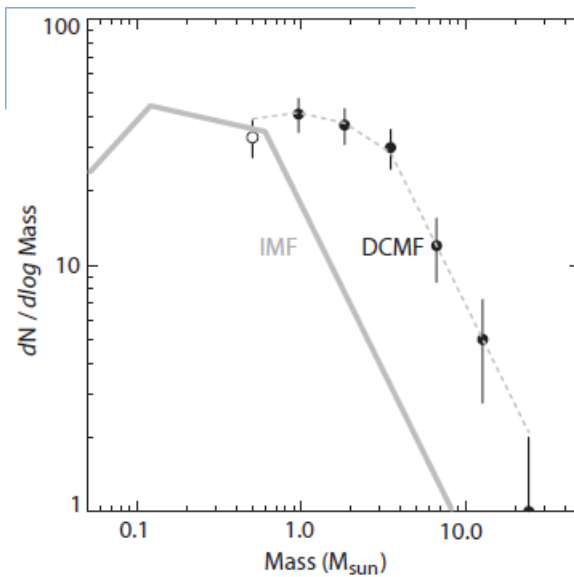


Figura 2.2: Función de masas de Alves et al. (2007) de los núcleos densos obtenida a partir del mapa de extinción de la Nebulosa de la Pipa, expresada como círculos negros con barras de error. La línea gris representa la IMF del cúmulo del Trapecio según Muench et al. (2002). La línea gris punteada es la IMF del Trapecio desfasada a masas ~ 4 veces mayores. Los autores de esta figura argumentan que el ajuste entre la IMF y función de masas de los núcleos implica que la primera es definida directamente por la segunda; ver discusión en el texto.

Ballesteros-Paredes & Hartmann, 2007; Heitsch & Hartmann, 2008; Vázquez-Semadeni et al., 2010; Hartmann et al., 2011).

El presente capítulo evalúa si el análisis de la condición dinámica de una NM, a partir de un mapa de su densidad columnar filtrado mediante la aplicación del Modelo de Visión Multiescala (MVM; ver sección 2.2) a un mapa de extinción, puede determinar su evolución temporal. Con este propósito, realizamos un análisis de óndulas similar al realizado por Lada et al. (2008), pero aplicado a simulaciones numéricas de la formación y evolución de nubes moleculares. Dado que en las simulaciones es posible visualizar a una NM en distintas etapas evolutivas, se puede evaluar la robustez del MVM para determinar el estado dinámico de los núcleos densos. Con esto, se busca determinar qué tanto las conclusiones obtenidas por Lada et al. (2008) podrían estar sesgadas por el método mismo, en particular porque este omite cuantificar el efecto gravitacional de la masa exterior al núcleo denso.

2.1.2. La masa de Jeans

Una cantidad comúnmente empleada en el ámbito de la formación estelar para determinar, de manera simplificada, si una distribución de gas en el medio interestelar se encuentra en estado de colapso gravitacional es la masa de Jeans, definida a continuación.

Se llama inestabilidad de Jeans al proceso mediante el cual una nube de gas interestelar colapsa debido a que su presión interna de gas ideal no es capaz de contrarrestar su propia autogravedad. Jeans procedió a calcular la masa necesaria para que exista equilibrio hidrostático en una configuración de

materia esférica (Jeans, 1902). Consideró solamente las fuerzas de presión interna del gas y su atracción gravitacional y derivó el tamaño que requiere la nube para mantenerse en equilibrio dinámico, o su *longitud de equilibrio*. Dicha longitud puede interpretarse como el tamaño que debería tener una esfera de gas para que las fuerzas de presión interna tengan tiempo de contrarrestar una perturbación de densidad antes que las fuerzas gravitacionales la hagan crecer. A partir de dicha longitud, se deriva la masa de equilibrio (ver, p. ej., Spitzer, 1978; Estalella & Anglada, 1999). La masa de Jeans (M_J) para una configuración esférica de gas ideal molecular se define como

$$M_J \equiv \left(\frac{\pi}{6}\right) \frac{c_s^3}{G^{3/2}\rho^{1/2}} \approx (2M_\odot) \left(\frac{c_s}{0.2 \text{ km s}^{-1}}\right)^3 \left(\frac{n}{10^3 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1/2}, \quad (2.1)$$

donde c_s es la velocidad del sonido en el gas, G es la constante de gravitación Universal, ρ es la densidad de masa promedio de la nube y n es su densidad numérica. Así, si la masa de una nube o núcleo denso es mayor que su masa de Jeans, se dice que la nube es Jeans-inestable y que se encuentra en estado de colapso gravitacional, si no existen otras fuerzas que lo contrarresten.

Este indicador se emplea en el análisis realizado en el presente capítulo, con el fin de comprobar su fiabilidad en la determinación de la evolución de una NM, a partir de observaciones simuladas de mapas de su densidad columnar.

2.2. La transformada de óndula *con hoyos* y el Modelo de Visión Multi-escala

Es común, en el campo de la astronomía observacional, echar mano de una amplia variedad de herramientas de procesamiento de imágenes, con el fin de extraer de ellas la mayor cantidad posible de información útil y confiable. Muchas áreas de la astronomía están interesadas en la detección automática de objetos en las imágenes obtenidas, tanto por estandarizar el sistema de detección (y no depender de algún sesgo humano) como para optimizarlo en situaciones con muchas imágenes y muchos objetos. Tales sistemas de reconocimiento son llamados *modelos de visión*.

Existen métodos variados para lograr identificar objetos de manera automatizada. Estos, por lo general, se encargan de separar de la imagen el fondo y el ruido intrínseco, con el fin de encontrar las estructuras significativas. Uno de estos métodos es el Modelo de Visión Multiescala (MVM; ver Rué & Bijaoui, 1997), el cual está basado en una transformada discreta de óndula *con hoyos* (ver sección 2.2) para hacer una descomposición de la imagen en distintas escalas espaciales.

En el campo de la formación estelar, el MVM se ha empleado en mapas observacionales de nubes moleculares (NMs) para eliminar el ruido variable de fondo y la contribución de la nube a gran escala, con la intención de obtener una imagen que contenga tan sólo los núcleos densos (Alves et al., 2007; Lada et al., 2008; Román-Zúñiga et al., 2010). A partir de imágenes tratadas, como la que Alves et al. (2007) obtienen al procesar el mapa de extinción de la Nebulosa de la Pipa de Lombardi et al. (2006), es que suelen extraerse propiedades de los núcleos. De estas propiedades, estos autores estiman su condición dinámica, por ejemplo, si hay o no equilibrio entre las fuerzas que proveen soporte y aquellas que fomentan el colapso y la contracción. Dicho estado dinámico suele evaluarse mediante una condición de equilibrio tal como la masa de Jeans (ver sección 2.1.2), de manera tal que si el núcleo denso tiene una masa mayor que la masa de Jeans, se considera que este se encuentra en

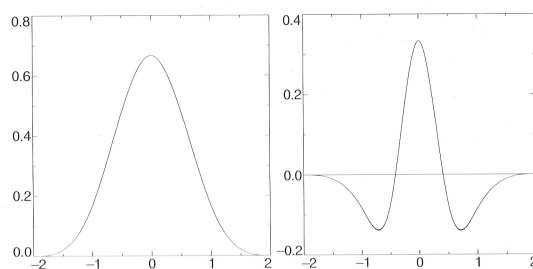


Fig. A.3. *Left*: the cubic spline function ϕ ; *right*: the wavelet ψ .

Figura 2.3: La función *spline* cúbica (panel izquierdo) y su óndula asociada (panel derecho). Tomada de Starck & Murtagh (2006).

colapso, mientras que si la masa es menor a la de Jeans, se considera que el núcleo es estable.

La aplicación del MVM, que se encarga de remover la emisión proveniente de escalas espaciales más extendidas que la de los objetos de interés (emisión que se compone en parte de ruido, en parte de material menos denso perteneciente a la NM y en parte de gas del mismo núcleo), podría ocasionar un sesgo en los análisis realizados al eliminar una cantidad relevante de masa que podría estar cayendo al núcleo denso. En el contexto de la formación estelar rápida y usando simulaciones numéricas, Smith et al. (2011) encuentran que 3/4 partes de los núcleos densos muestran extensiones filamentosarias en su exterior y que es a través de ellos por donde acretan su masa. El análisis de óndula claramente desprecia este fenómeno. El hecho de que los núcleos densos muestren filamentos exteriores es una característica no sólo de los núcleos simulados sino de observaciones hechas en diferentes longitudes de onda y con diferentes instrumentos (e.g. Henning et al., 2010).

Por su parte, la masa de Jeans es un parámetro concebido para evaluar configuraciones de gas aisladas; dentro de una NM, dicha suposición está lejos de la realidad. Dado que es factible que los núcleos densos de una NM sigan acretando material de su entorno, aunque parezcan estar en equilibrio en un momento dado, podrían colapsar gravitacionalmente en el futuro. Lo anterior es de especial relevancia para NMs que aún no han logrado tener una formación estelar significativa (p. ej. la Nebulosa de la Pipa), ya que desde el punto de vista del escenario evolutivo del medio interestelar, éstas podrían ser nubes de reciente creación, con un largo camino evolutivo por recorrer (Heitsch & Hartmann, 2008; Heitsch et al., 2009).

Varios métodos de procesamiento de imágenes y detección de objetos utilizados en astronomía están basados en transformadas de *óndula* (también conocida por el anglicismo *wavelet*; ver Press et al., 2005). En particular el Modelo de Visión Multiescala (MVM; ver Rué & Bijaoui, 1997), empleado en la identificación de núcleos densos en mapas observacionales de NMs (e.g. Alves et al., 2007; Lada et al., 2008; Román-Zúñiga et al., 2010), se basa en la transformada de óndula *con hoyos*. La presente sección se encarga de definir este operador y de describir el MVM, con el cual se trabaja en el resto del capítulo.

Una *óndula* es una función continua con promedio nulo y de soporte compacto, es decir que tiene un valor distinto de cero tan sólo para un intervalo acotado de argumentos. Se puede describir cualitativamente como una oscilación de corta duración, bien localizada en el espacio (Percival & Walden, 2006, ver también Fig. 2.3). La utilidad de una óndula radica en su capacidad de resonar, tras una convolución, con una señal (o con una fracción de la misma) que contiene información a

frecuencias similares a la de la óndula.

Una transformada de óndula, al igual que la transformada de Fourier, es un operador lineal que descompone una señal dada en un conjunto de funciones base. Este tipo de transformada consiste en la representación de una función $f(x)$ cuadráticamente integrable (i. e. $f(x) \in L^2$) mediante la suma de una serie de funciones generadas a partir de traslaciones y escalamientos de una óndula. Es una transformación de dicha función de su dominio original al dominio de las funciones óndula elegidas (Press et al., 2005).

A diferencia de una transformada de Fourier, en la que la base empleada para representar a una función dada está formada por funciones seno y coseno que se encuentran bien definidas sólo en frecuencia, la transformada de óndula usa funciones bien definidas tanto en frecuencia como bien localizadas en el espacio de entrada, dado que son ondas finitas. Dicha característica las vuelve útiles en la representación de funciones al permitir un cómputo rápido de la transformada (Press et al., 2005).

Aunque estas transformadas tienen aplicaciones importantes en el análisis de señales continuas, la astronomía se beneficia especialmente de las transformadas discretas de óndula para procesar imágenes. Tales transformadas usan un número finito de funciones base y por lo tanto son factibles de realizar en términos computacionales.

El MVM recurre en particular a la transformada discreta de óndula *con hoyos* para la limpieza de imágenes astronómicas y la detección de objetos en ellas. Esta transformada se basa en la aplicación sucesiva de una máscara o filtro sobre la imagen original. La máscara se deriva a partir de la óndula seleccionada y se le agregan ceros cada vez que se aplica, de ahí el nombre *con hoyos*. Al convolucionarla con la imagen original genera una versión suavizada de la imagen, con las mismas dimensiones. Los elementos de la base, o *escalas*, que constituye la transformación se generan a partir de la diferencia de dos imágenes suavizadas sucesivas y muestran elementos de la imagen original que resuenan con la máscara empleada. Por lo anterior, la descomposición alcanzada puede interpretarse como una descomposición multiresolución. El algoritmo a seguir es descrito por Rué & Bijaoui (1997) y sintetizado a continuación.

Si $F(i, k, l)$ se refiere al valor del pixel k, l en la escala i (donde $F(0, k, l)$ representa a la imagen original) y $h(n, m)$ es la máscara a aplicar, su valor en la escala siguiente $F(i + 1, k, l)$ se obtiene mediante

$$F(i + 1, k, l) = \sum_{n,m} h(n, m)F(i, k + 2^i n, l + 2^i m). \quad (2.2)$$

Rué y Bijaoui emplean como óndula a la función “B-spline” de tercer grado (B_3) (ver fig. 2.3), cuya máscara unidimensional es

$$h(n) = \left\{ \frac{1}{16}, \frac{1}{4}, \frac{3}{8}, \frac{1}{4}, \frac{1}{16} \right\}. \quad (2.3)$$

A partir de ella, es directo construir la máscara bidimensional para el análisis de una imagen mediante

$$h(n, m) = h(n) \times h(m)^T. \quad (2.4)$$

Los coeficientes de óndula $W(i, k, l)$, que forman la base de la transformación para un pixel a la escala i , se obtienen de la diferencia entre escalas consecutivas:

$$W(i, k, l) = F(i - 1, k, l) - F(i, k, l) \quad (2.5)$$

Si la descomposición de la imagen original consta de N escalas, su reconstrucción se lleva a cabo trivialmente, sumando la última imagen suavizada (la última escala) con los N conjuntos de coeficientes de óndula:

$$F(0, k, l) = \sum_{i=1}^N W(i, k, l) + F(N, k, l). \quad (2.6)$$

La transformada discreta de óndula *con hoyos* es comúnmente empleada para procesar imágenes por su eficiencia computacional, la capacidad de reconstruir la imagen original de manera sencilla y porque, al tener las mismas dimensiones que la imagen original, evita la necesidad de interpolar entre píxeles (Starck & Murtagh, 2006).

El Modelo de Visión Multiescala utiliza los coeficientes de óndula $W(i, k, l)$ de la imagen a analizar, a partir de los cuales realiza una identificación de objetos en el espacio de la transformada de óndula.

Para eliminar ruido blanco Gaussiano, se determina la desviación estándar $\sigma(i)$ de la escala i . Usualmente, se consideran significativos sólo aquellos píxeles con valores superiores a tres veces $\sigma(i)$ (i.e. $W(i, k, l) > 3\sigma(i)$). Todos los píxeles significativos adyacentes en una escala dada obtienen una misma etiqueta $n > 0$; a los píxeles no significativos se les asigna la etiqueta $n = 0$. Así, la etiqueta correspondiente al píxel (k, l) a una escala i está dada por $L(i, k, l)$ y el grupo de píxeles con la misma etiqueta n en la escala i se denota $D(i, n)$.

Se establece una relación entre dos grupos a escalas adyacentes si el píxel con valor máximo del grupo $D(i, n)$ pertenece al grupo $D(i + 1, m)$. Parafraseando, si el máximo coeficiente de óndula $W(i, k_{i,n}, l_{i,n})$ del grupo $D(i, n)$ corresponde al píxel $(k_{i,n}, l_{i,n})$, entonces dicho grupo estará conectado con $D(i + 1, m)$ si $L(i + 1, k_{i,n}, l_{i,n}) = m$. Tras este procedimiento, cada grupo a la escala i puede estar conectado a lo más con un grupo de la escala $i + 1$.

Al realizar la interconectividad en todas las escalas, aquellos grupos aislados (que no tienen relación con ninguno otro) son ignorados en adelante, pues tienen altas probabilidades de ser una señal falsa.

La identificación de objetos se realiza utilizando un árbol de conectividad basado en las relaciones entre los grupos en las distintas escalas. Se procede a buscar un máximo local entre escalas para definir un objeto. Para un grupo dado $D(i, n)$, se busca su coeficiente de óndula máximo $W(i, k_{i,n}, l_{i,n})$; éste se compara con los coeficientes correspondientes en las escalas superior $W(i + 1, k_+, l_+)$ e inferior $W(i - 1, k_-, l_-)$. Tales coeficientes se encuentran mediante una serie de reglas especificadas por los autores del método (Rué & Bijaoui, 1997). Si $W(i + 1, k_+, l_+) < W(i, k_{i,n}, l_{i,n})$ y $W(i, k_{i,n}, l_{i,n}) > W(i - 1, k_-, l_-)$, entonces $D(i, n)$ define al objeto y excluye de éste a todos los demás grupos en la misma escala.

El objeto se define entonces como $D(i, n)$ más todos sus grupos asociados a escalas inferiores; se excluyen las escalas superiores, si las hay, y se extrae así al objeto de uno más grande que lo contiene. La experiencia muestra que los sub-objetos que pudiera contener el objeto recién definido se tienen que extraer posteriormente de la imagen reconstruida.

La reconstrucción de la imagen a partir de los árboles de objetos es realizada mediante un algoritmo que suma los valores de los coeficientes de óndula de cada escala. La aplicación del algoritmo es detallada por sus autores (ver Rué & Bijaoui, 1997).

Tras detallar el procedimiento seguido por el MVM, se aprecia que este “limpia” las imágenes de

los núcleos densos de la contribución de pixeles que no cumplen ciertas características. Al establecer el umbral mínimo de un pixel significativo con la intención de eliminar el ruido, al mismo tiempo se sustrae el fondo de la imagen, que en el caso de una NM tiene una gran contribución del material menos denso (pero aún molecular) que forma a la nube. Además de que tal material probablemente contribuye gravitacionalmente en el balance energético de cada núcleo, forma también parte de la reserva de gas de la cuál el núcleo seguirá abasteciéndose en su evolución posterior.

Por otro lado, cuando al formar el árbol jerárquico de un objeto se eliminan las escalas superiores a la que contiene el valor máximo, se descuenta material que igualmente podría formar parte del núcleo denso y que contribuye en su condición dinámica. Tales efectos se ponen a prueba con el método descrito en la sección siguiente.

2.3. Simulaciones numéricas

Con la intención de evaluar la utilidad del MVM y de la masa de Jeans en la determinación del futuro colapso de los núcleos densos de una NM, se aplican tales herramientas sobre imágenes sintéticas de una NM en diferentes estadios de su evolución, obtenidas a partir de simulaciones numéricas. Ya que la simulación evoluciona a etapas en las que algunos núcleos densos colapsan para formar estrellas, es posible comparar las predicciones del método de análisis en momentos de desarrollo distintos.

Las imágenes a tratar son mapas de extinción en dos dimensiones generados a partir de simulaciones numéricas de la formación y evolución de NMs. Las simulaciones son similares a la corrida LAF0 (fluctuaciones grandes de la velocidad, y sin retroalimentación estelar) presentadas por Vázquez-Semadeni et al. (2010), pero con 16 veces mayor resolución.

Se emplea el código computacional ART, el cual utiliza el método de árbol con refinamiento adaptativo (o Adaptive Refinement Tree, en inglés; Kravtsov et al., 1997; Kravtsov, 2003). Este código recurre a un algoritmo de N -cuerpos para resolver las interacciones gravitacionales del sistema. Además, la versión seleccionada para estas simulaciones también incluye un tratamiento hidrodinámico del gas, calentamiento y enfriamiento del mismo, formación estelar y autogravedad tanto del gas como de las partículas estelares, tal como se presenta en Vázquez-Semadeni et al. (2010).

El dominio computacional representa una caja cúbica de 256 pc por lado; para la versión de alta resolución que se utiliza para este trabajo, cada dimensión de la caja se divide en 128 celdas iniciales, cada una de las cuales puede llegar hasta 8 niveles de refinamiento conforme varía la distribución del material, dando una resolución efectiva de $2^{15} = 32,768$ pixeles que a la escala total de 256 pc por lado de la caja, cada pixel cúbico representa un volumen de 0.008 pc por lado.

Como se mencionó anteriormente, las condiciones iniciales corresponden al modelo LAF0 de Vázquez-Semadeni et al. (2010): se representa una parcela de hidrógeno monoatómico tenue a una densidad $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ y temperatura de $T = 5,000 \text{ K}$. Además, al gas contenido en dos cilindros alineados con el eje- x , de longitud $l = 124 \text{ pc}$ y 64 pc de radio, se le asigna una velocidad de 7.5 km/s sobre el eje- x en dirección al centro de la caja; ya que la velocidad del sonido correspondiente a la temperatura del gas (es decir, $c_s = 7.4 \text{ km/s}$), estos dos flujos son transónicos; dicho gas tiene también una componente inicial de fluctuaciones turbulentas de velocidad con magnitud $v_{\text{rms}} = 1.7 \text{ km/s}$, con la intención de generar inestabilidades en la colisión. Así, el gas contenido en los cilindros constituye menos del 20 % de la masa total de la simulación. La Fig. 2.4 esquematiza las condiciones iniciales

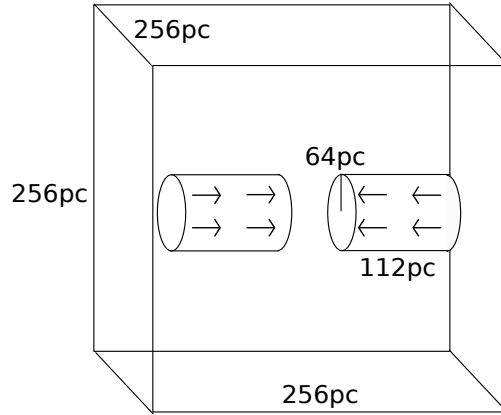


Figura 2.4: Representación esquemática de las condiciones iniciales del gas en la simulación numérica de Vázquez-Semadeni et al. (2010), analizadas en este capítulo. El gas contenido dentro de dos cilindros se prepara para colisionar entre sí y generar gas molecular. No está a escala.

de la simulación a analizar.

Dichas condiciones iniciales ocasionan que los flujos choquen de frente, generando a su vez un cambio de fase en el gas hacia un estado frío y más denso correspondiente a gas molecular. La gravedad juega entonces el papel de atrapar los núcleos densos y fríos recién formados y que eventualmente colapsarán. La evolución de la nube se sigue a lo largo de 40 Myr. Para más detalles de la simulación, puede consultarse el artículo referido.

La Fig. 2.5 muestra dos mapas de extinción generados a partir de la simulación en cuestión, en la que se aprecia la estructura de la nube molecular creada. Las imágenes representan a la nube molecular en una etapa evolutiva relativamente temprana (13.3 Myr) desde dos perspectivas distintas: el panel izquierdo exhibe a la nube vista desde la dirección de los flujos convergentes, mientras que el plano derecho la presenta perpendicularmente a dicha dirección.

2.4. Mapas de densidad columnar

A partir del campo de densidad tridimensional de la simulación descrita a un tiempo dado, se generan mapas de extinción visual (A_v). Primeramente, se realiza una integración directa de la densidad volumétrica a lo largo de alguna línea de visión seleccionada. Se convierte entonces la densidad columnar a extinción visual empleando el factor de conversión

$$\frac{N_{H_2}}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} = \frac{A_v}{\text{mag}}. \quad (2.7)$$

Además, se asigna un límite superior al valor en extinción que puede tener un pixel dado: el límite elegido es $A_v = 50 \text{ mag}$ y se establece con la intención de que los mapas de extinción a producir tengan condiciones semejantes a los que se obtienen observacionalmente, pues estos últimos tienen un límite de saturación (que por lo general es del orden de 50 mag) y cualquier extinción superior al límite no es resuelta.

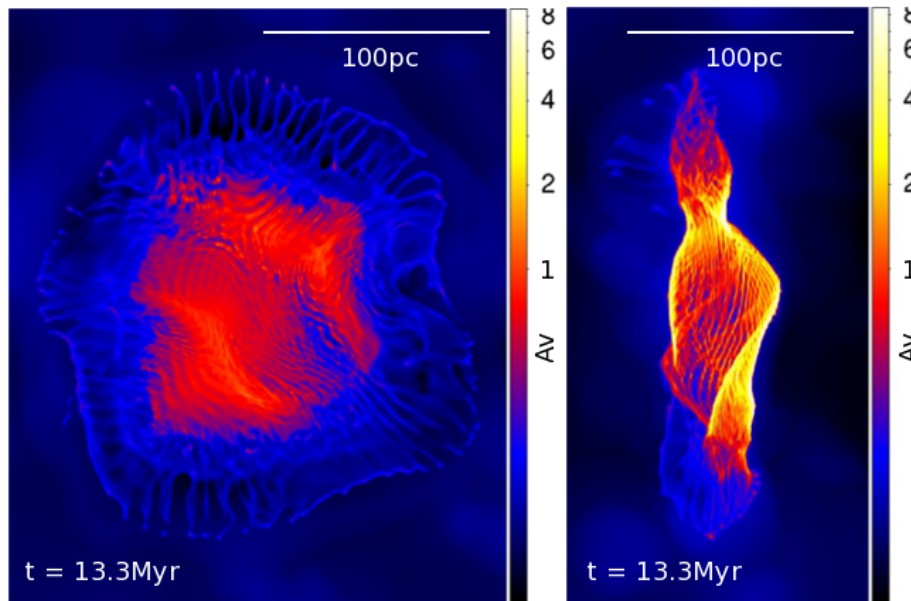


Figura 2.5: Mapas de extinción desde dos perspectivas distintas de la versión de alta resolución de la simulación LAF0 de Vázquez-Semadeni et al. (2010), tras 13.3 Myr de evolución. El panel izquierdo representa una vista desde la dirección del flujo, mientras que el panel derecho contiene al material observado perpendicularmente a la dirección de flujo en la misma escala que el primer panel.

Debido a que el dominio computacional completo es grande (256 pc) en comparación con las nubes moleculares de la vecindad solar (con longitudes de alrededor de 15 pc), se selecciona un subcubo de datos de 16 pc de lado para generar los mapas de interés. La Fig. 2.6 muestra la proyección yz del dominio completo at tiempo $t = 23.13$ Myr, así como el recuadro de 16 pc por lado. Se elige una región de la simulación donde hay cantidades importantes de gas molecular y una estructura filamentaria.

Al transferir la información del espacio tridimensional a un plano se debe elegir la posición desde la que se está observando el dominio computacional, para generar una proyección que se convertirá en un mapa de extinción. Con el fin de tener perspectivas distintas de la colisión y los núcleos densos, se eligen tres proyecciones: una sobre el plano xy , perpendicular al eje de los flujos de gas, es decir, viendo la colisión de canto; otra sobre el plano xz con una perspectiva también de canto; y un tercer punto de vista se proyecta sobre el plano yz , a lo largo de la dirección de los flujos. La fig. 2.7 esquematiza los planos en que se realizan las tres proyecciones empleadas.

Una vez generados los mapas de extinción en las tres proyecciones para los tiempos de interés, se procesan aplicando el MVM (ver sección 2.2). Este método arroja imágenes donde resaltan los núcleos densos. Posteriormente, se aplica el algoritmo de detección de estructuras Clumpfind2d (Williams et al., 1994) a las imágenes procesadas, para identificar automática y sistemáticamente a los núcleos densos.

Este algoritmo se basa en la localización de máximos locales en una imagen bidimensional, ubicados dentro de isocontornos de intensidad. Empezando por los isocontornos con valores más altos, se asigna a cada isocontorno aislado una estructura, y se sigue igual con isocontornos menores. Cuando

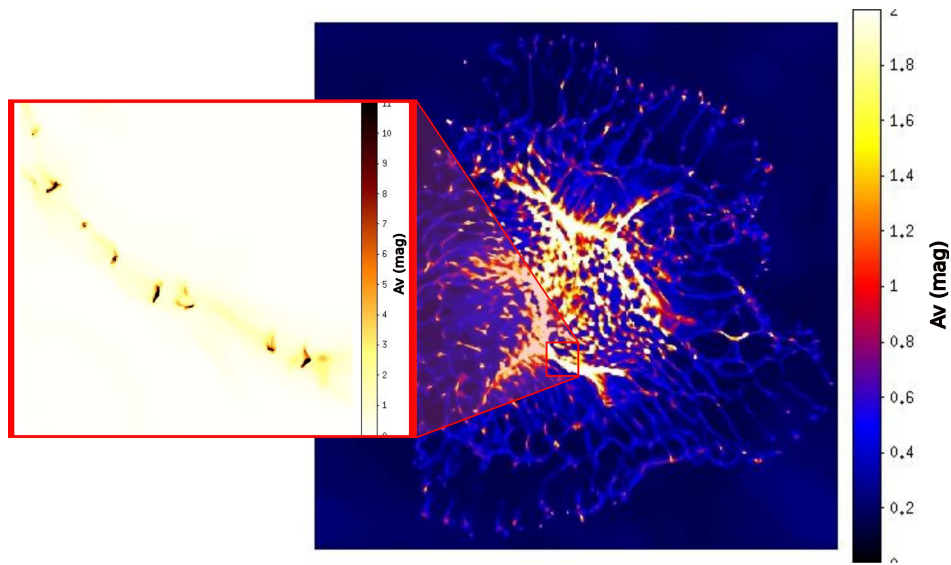


Figura 2.6: Acercamiento de la sub-región seleccionada del cubo de datos para ser usada en los análisis del presente capítulo. Como muestra, se presenta la simulación en el tiempo $t = 23.13$ Myr en la proyección sobre el plano yz . La zona elegida tiene gran cantidad de material denso y una estructura filamentaria que se asemeja a regiones moleculares de la vecindad solar.

un isocontorno rodea solamente a un valor máximo, es asignado a la estructura correspondiente. Sin embargo, cuando un isocontorno contiene más máximos locales, Clumpfind2d emplea el algoritmo “amigos de amigos” para dividir los pixeles adecuadamente entre las varias estructuras. Como criterios de selección para la detección de núcleos establecimos un umbral base debajo del cual se calcula el nivel de ruido de la imagen σ , donde σ es la desviación estándar de aquellos pixeles con extinción $A_v < 1$ mag, para nuestro caso. Al mismo tiempo, $A_v = 1$ mag establece un valor mínimo para los isocontornos a emplear para buscar los núcleos. Los isocontornos incrementan en intervalos de 5σ .

Además de arrojar un mapa con la ubicación de cada núcleo encontrado, Clumpfind2d mide propiedades físicas de los mismos, como sus extinciones integradas y tamaños en pixeles. Una vez que se localizan los núcleos densos en el mapa, se calculan sus masas y sus tamaños físicos. Suponiendo adicionalmente que el gas denso se encuentra a temperaturas de ~ 10 K, se calcula también la masa de Jeans de cada núcleo para así evaluar cuáles de ellos están en colapso gravitacional. De manera similar, el mismo proceso de buscar núcleos densos con Clumpfind2d y calcular sus propiedades se lleva a cabo para los mapas de extinción originales (sin deconstruirlos con el MVM).

El proceso anterior permite evaluar la cantidad de núcleos que aparecen Jeans-inestables en cada caso. Tras esta comparación, es posible determinar el efecto que el filtrado de óndula tiene en las predicciones que se realizan sobre los núcleos en el ámbito de su evolución. Adicionalmente, puede observarse cómo evolucionan las propiedades de los núcleos densos a través del tiempo y juzgar la fiabilidad de los métodos descritos.

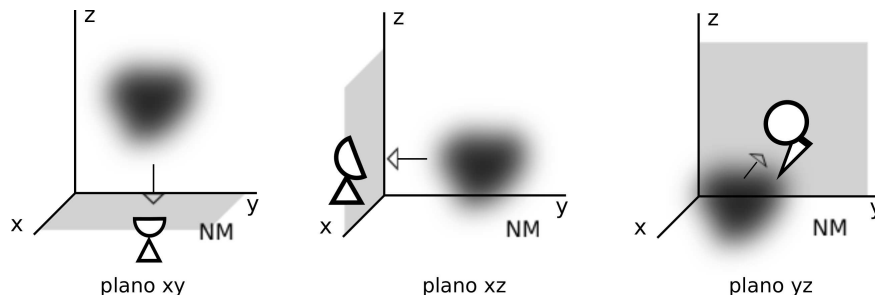


Figura 2.7: Esquema de los planos de proyección en en dimensiones de la simulación tridimensional. La nube molecular se *observa* desde tres ángulos distintos representados por radiotelescopios esquemáticos. La figura no está a escala.

2.5. Resultados

En esta sección se comparan las cualidades de los núcleos densos en mapas sintéticos de extinción de una región de gas molecular en evolución, antes y después de procesarlos con el MVM.

A fin de tener una idea de la forma de las estructuras encontradas por Clumpfind2d en cada caso, la Fig. 2.8 muestra la proyección sobre el plano yz al tiempo $t = 21.99$ Myr de los mapas analizados, resaltando los núcleos que Clumpfind2d encuentra encerrados en contornos. El panel izquierdo muestra los núcleos encontrados sin haber realizado el filtrado, mientras que el derecho presenta aquellos definidos a partir de la imagen que fue tratada con el método MVM.

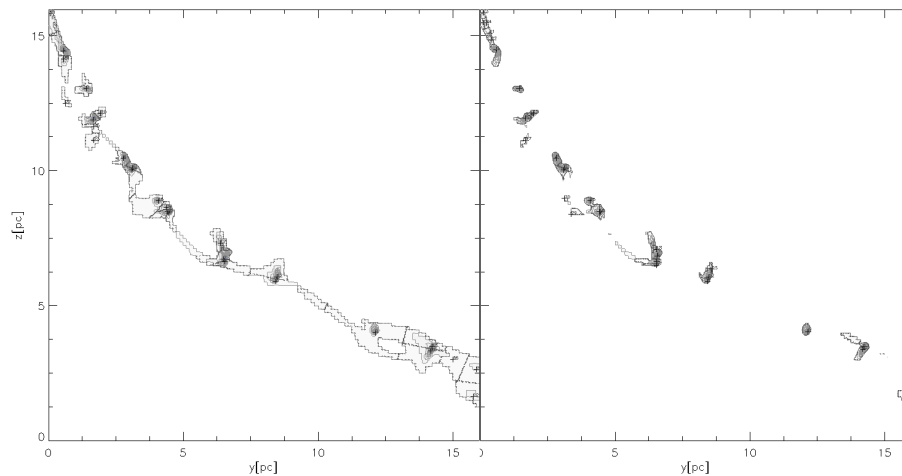


Figura 2.8: Núcleos densos encontrados por Clumpfind2d a partir de dos mapas de extinción de la proyección en el plano yz en el tiempo $t = 21.99$ Myr, sin y con la aplicación del MVM (panel izquierdo y derecho, respectivamente). La frontera de los núcleos densos se muestran en isocontornos. Puede apreciarse la disminución de tamaño y de intensidad de los núcleos que se han encontrado en el panel derecho, comparados con aquellos del panel izquierdo. Lo anterior es un efecto del filtrado espacial con el MVM.

La diferencia en la intensidad y el tamaño de los núcleos densos encontrados en cada caso es bastante notoria: el mapa original muestra núcleos con áreas mucho más grandes que el mapa que recibió el tratamiento del MVM. Adicionalmente, el mapa original muestra núcleos que no aparecen en el mapa filtrado. Como consecuencia, debería esperarse que las masas de los núcleos en el caso sin MVM sean típicamente mayores que las de su contraparte con MVM. La misma tendencia se puede esperar de los respectivos tamaños de los núcleos. La cuestión que interesa tratar en este caso es cuál de estas dos versiones de los núcleos representa de mejor manera el estado dinámico del sistema y permite aproximar de mejor manera la futura producción de estrellas de la simulación.

De acuerdo con lo anterior, la Fig. 2.9 muestra la relación entre la razón de masas (M/M_J) y la masa de cada núcleo denso para el tiempo $t = 21.99$ Myr de la proyección yz , tanto para los mapas tratados con el MVM (círculos) como para los mapas originales (cruces). Aunque no todos los núcleos que aparecen en una imagen aparecen en la otra necesariamente, de esta figura puede apreciarse que los núcleos en el mapa con filtrado se encuentran sistemáticamente a la izquierda de aquellos en el mapa original; es decir, las masas de los núcleos encontrados con el método MVM son menores a las del mapa original.

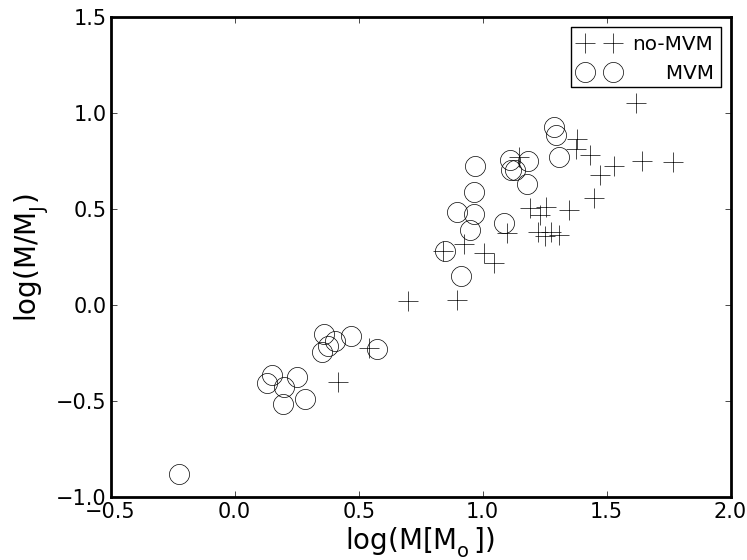


Figura 2.9: Razón de masas de los núcleos densos de la simulación en el tiempo $t = 21.99$ Myr de la proyección yz en función de la masa de cada núcleo, tanto para la imagen original (cruces) como para la tratada con el MVM (círculos). Puede observarse que los núcleos encontrados en el mapa filtrado son sistemáticamente de menor masa y más estables gravitacionalmente que su contraparte del mapa original.

Adicionalmente, notamos que en ambos casos existen núcleos densos que lucen gravitacionalmente estables, es decir $M/M_J < 1$. Sin embargo, es notorio que el mapa al que se le aplicó el filtrado de óndula presenta más del 40 % de sus núcleos como entidades que no se espera que colapsen, mientras que su contraparte presenta tan solo el 10 %. En otras palabras, el efecto que tiene el MVM sobre un mapa de extinción de una nube molecular puede ser el hacer aparecer a los núcleos densos como gravitacionalmente estables.

De acuerdo con la secuencia observada en las simulaciones, los núcleos densos de éstas se encuentran en evolución: conforme avanza el tiempo, la masa de estos va creciendo hasta alcanzar densidades típicas de la formación estelar. En la Fig. 2.10 se presenta la evolución del porcentaje de núcleos densos cuya masa sobrepasa su masa de Jeans; es decir, que se encuentran fuera del equilibrio, en un estado de colapso gravitacional. Se presentan los seis casos descritos anteriormente: cada una de las tres proyecciones con y sin el tratamiento del MVM. Las líneas continuas presentan los valores obtenidos de la proyección en el plano xy , las punteadas del plano xz y las segmentadas del plano yz . Además, las líneas delgadas representan los mapas originales, mientras que las líneas gruesas muestran los mapas tratados con el MVM.

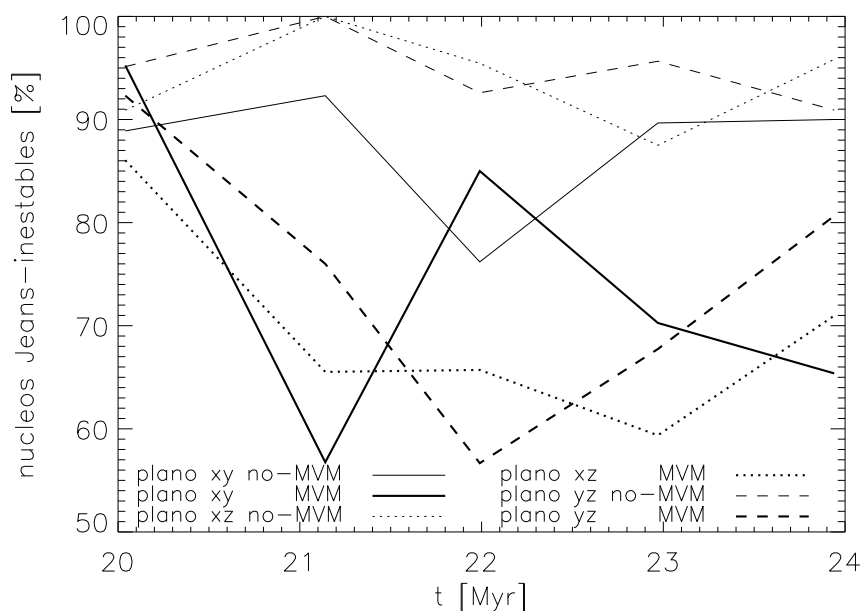


Figura 2.10: Evolución del porcentaje de núcleos inestables a lo largo de la simulación, para las tres proyecciones estudiadas en los casos con la aplicación del MVM (líneas gruesas) y sin ella (líneas delgadas). Es de notarse que en las proyecciones en los planos xz y yz , el tratamiento de la imagen con el MVM ocasiona que, conforme avanza la simulación, el porcentaje de núcleos gravitacionalmente inestables decremente hasta un 30 % en comparación con su contraparte sin MVM.

Lo primero que notamos de esta figura es que, en todos los casos, la fracción de núcleos inestables fluctúa conforme avanza la simulación. Este es un comportamiento natural porque diferentes núcleos pueden fundirse en uno, o fragmentarse en varios, cambiando así los números relativos de núcleos densos, así como sus masas, densidades y tamaños.

Adicionalmente, comparando las líneas gruesas (con análisis MVM) y las líneas delgadas (sin análisis MVM), de esta figura notamos que, para cada proyección, el porcentaje de núcleos densos gravitacionalmente inestables (es decir, que tienen una masa mayor a su masa de Jeans; ver sección 2.1.2) es sistemáticamente menor, en un 30 % aproximadamente, en el caso de haberse realizado el análisis de óndula. Por ejemplo, la línea punteada delgada (plano xz sin MVM) oscila entre un ~

90 – 100 % de núcleos inestables, mientras que su contraparte gruesa (plano xz con MVM) oscila alrededor de un 70 % de núcleos densos. Esto es de esperarse, porque el análisis realiza un filtrado tal que elimina la masa que tiene fluctuaciones espaciales de escalas grandes, por lo que su masa es, necesariamente, menor a la masa que se mediría si no se hubiese realizado el filtrado. Nuevamente surge la pregunta: ¿Cuál de los dos métodos nos arroja información que nos ayude a predecir el futuro de los núcleos densos?

En la Fig. 2.11 se presenta la evolución temporal de la masa gravitacionalmente inestable, definida como la masa total en núcleos densos que a un tiempo dado aparecen gravitacionalmente inestables (cabe mencionar que, sólo para este diagrama, se emplearon las mismas proyecciones hasta ahora descritas pero ignorando el valor máximo de extinción, pues la saturación a $A_v = 50$ mag impide calcular la masa real de los núcleos al esconder al material que la región más densa del núcleo sigue acretando). Esta figura muestra nuevamente las tres proyecciones, xy , xz y yz . En cada una se muestra tanto la masa inestable calculada a partir del campo filtrado con el método MVM, como aquella del campo sin filtrar. Como es claro de esta figura, el método MVM reduce la cantidad de masa gravitacionalmente inestable por un factor de 30–50 %. Adicionalmente, notamos que en ambos casos, la masa gravitacionalmente inestable aumenta con el tiempo, debido al colapso global que está sufriendo la nube.

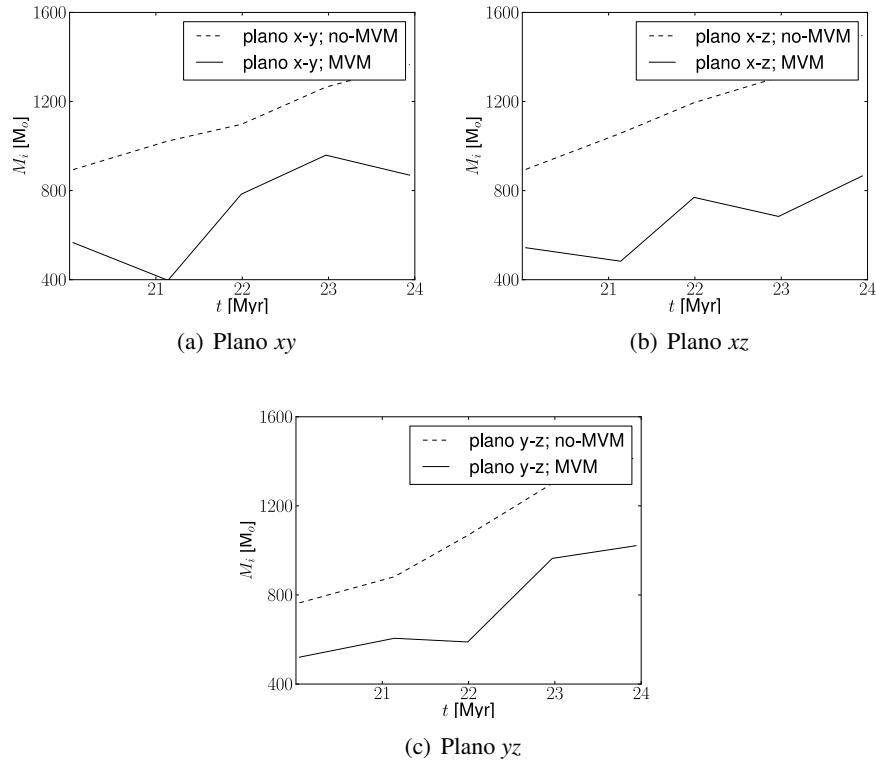


Figura 2.11: Evolución temporal de la *masa gravitacionalmente inestable* M_i ; la masa contenida en los núcleos Jeans-inestables, para las tres proyecciones, con y sin tratamiento MVM. La M_i crece conforme avanza la simulación en todos los casos; además, la aplicación del MVM disminuye la estimación del material que se encuentra en colapso gravitacional.

A fin de responder finalmente a la pregunta de cuál de las dos representaciones explica de mejor manera la realidad, hacemos uso de la ventaja de contar con la evolución temporal de la simulación. Así, en caso de que los núcleos densos estuvieran en equilibrio, su masa no debe aumentar con el tiempo. En caso de tener un exceso de presión interna tenderían a dispersarse, y en caso de tener un decremento de la misma deberán de proceder al colapso gravitacional.

Al seguir la evolución temporal de los núcleos individuales en los mapas tratados con el MVM podemos encontrar que, de los trece núcleos estables del tiempo $t = 21.99$ Myr en la imagen filtrada (círculos con $\log(M/M_J) < 0$ en la Fig. 2.9), once se vuelven inestables durante el subsiguiente millón de años, uno en menos de 2 Myr y sólo uno realmente se desvanece en lugar de llegar al colapso. Esta estadística muestra que, dada la naturaleza evolutiva de la nube molecular en la simulación, es poco confiable extraer el estado dinámico de los núcleos densos a partir de un análisis de Jeans para los mapas filtrados espacialmente. Lo anterior es particularmente válido para nubes que se encuentran en una etapa temprana de su existencia. Por el contrario, para los mapas sin tratamiento MVM, el hecho de que una gran mayoría de los núcleos densos sean siempre inestables gravitacionalmente predice mejor su evolución posterior.

Para ilustrar el punto anterior, la Fig. 2.12 muestra mapas de extinción tratados con el MVM en acercamientos a núcleos que inicialmente aparecen estables y que conforme avanza la simulación evolucionan al colapso gravitacional. En el panel 2.12(a) se puede apreciar al núcleo C, que según el análisis de Jeans realizado al mapa tiene una razón de masas $M/M_J = 0.76$. Este núcleo se fusiona con el núcleo D para formar un núcleo gravitacionalmente inestable en el siguiente paso temporal. Posteriormente lo hace con varios otros núcleos para terminar en un gran núcleo con densidades superiores a 10^7 cm^{-3} .

El panel 2.12(b) muestra una situación similar para el núcleo B, que inicialmente tiene una razón de masas $M/M_J = 0.54$ y que en menos de 3×10^5 años ya se ha fusionado con el núcleo A. Ambos continúan condensándose hasta alcanzar las densidades necesarias para la formación estelar.

Por su parte, el panel 2.12(c) ilustra el caso de dos núcleos estables A y B, que a lo largo de un par de millones de años se fusionan en un núcleo todavía estable y finalmente se unen con otro grupo C de núcleos para colapsar gravitacionalmente. Cabe destacar que el núcleo A forma parte de los trece núcleos estables que aparecen en la Fig. 2.9, discutidos anteriormente, y que eventualmente colapsan (en ~ 2 Myr).

Esta figura deja en claro que pueden obtenerse conclusiones equivocadas sobre el estado dinámico de un núcleo denso si se realiza un análisis de Jeans a partir de un mapa tratado con el MVM.

La Fig. 2.13 muestra las funciones de densidad de probabilidad para las masas M de los núcleos densos detectados por Clumpfind2d, para dos mapas de extinción al tiempo $t = 22.97$ Myr: una de ellas para el mapa original y la otra tras procesarlo con el MVM. Dado que las otras proyecciones tratadas son similares, en esta figura y las subsiguientes sólo se presenta la proyección en el plano yz. Ambos histogramas parecen tener un máximo central que indica la masa predominante entre los núcleos, con una dispersión alrededor del mismo. Para el caso sin MVM, la masa más común es de alrededor de $18 M_\odot$, mientras que para la imagen tratada es cercana a $6.5 M_\odot$. La media de masa para los mismos casos es de $24.5 M_\odot$ y $8 M_\odot$, respectivamente. Así la población de núcleos densos tratada con el MVM se aprecia claramente disminuida en sus masas hasta alrededor de $1/3$ de los valores de la imagen que no fue tratada con el MVM. Tales resultados sugieren que se realiza una subestimación de la masa de los núcleos densos tras un filtrado espacial con una transformada de óndula.

La Fig. 2.14 es equivalente a la Fig. 2.13, pero para los radios R de los núcleos: nuevamente se tienen las funciones de densidad de probabilidad para el mapa de densidad procesado y sin procesar con el MVM a un mismo tiempo de la simulación ($t = 22.97$ Myr) para la proyección en el plano yz .

De manera similar, la distribución de radios para los núcleos tienen un máximo central y una dispersión alrededor de él. En esta ocasión, el mapa sin procesar muestra una media para el radio de 0.40 pc y su contraparte de 0.18 pc. Así, el tamaño de los núcleos densos se ve también reducido cuando se calculan post-procesamiento MVM. En este caso, la reducción es, en promedio, la mitad de su valor cuando no se lleva a cabo el filtrado especial en el mapa de extinción.

2.6. **Discusión y conclusiones**

En este capítulo se llevó a cabo la aplicación del filtrado MVM a mapas sintéticos de extinción de una NM a partir de una simulación numérica de la formación y evolución de la misma. Posteriormente se procedió a la detección de núcleos densos en la NM mediante el algoritmo Clumpfind2d, el cual permite la estimación de propiedades de los núcleos, tales como masa y radio, a fin de estimar su condición dinámica. Se realizó la misma detección de núcleos densos para los mapas de extinción sin el filtrado espacial y se compararon las propiedades que tienen los núcleos en cada caso; todo lo anterior para distintos momentos de la evolución de la NM y distintas perspectivas (proyecciones bidimensionales) de cada momento.

Se encontró así que, al discriminar la emisión de las estructuras de gran escala a través del MVM, las propiedades estimadas de los núcleos densos varían notablemente. En particular, para los mapas a los que se aplicó el filtrado espacial, se detectó un decremento promedio de la masa de sus núcleos a un tercio de los valores de los mapas sin la aplicación del MVM. En cuanto a los radios de los núcleos densos, se apreció también una disminución a la mitad de los radios encontrados a partir de los mapas en que no se aplicó el MVM. La importancia que tienen la masa y el radio de los núcleos densos como indicadores de su estabilidad radica en que dichas cantidades son requeridas para estimarse sus densidades, presiones y energías, las cuales comúnmente se emplean en análisis de observaciones como señal de su estado dinámico (e.g. Lada et al., 2008).

En cuanto a los resultados de análisis de la estabilidad de los núcleos, se encontró que la aplicación del MVM a los mapas ocasiona una disminución notable (de hasta un 30 %) en el porcentaje de núcleos que aparecen gravitacionalmente inestables, comparados con los de los mapas originales, lo que de nuevo habla de la remoción de material relevante que ocasiona dicho filtrado. Al mismo tiempo, la masa en núcleos críticos aumenta continuamente durante la simulación, por lo que hacer una estimación de la capacidad de formación estelar de la NM a tiempos tempranos de su evolución, notoriamente subestimaría la producción de estrellas de la misma en un futuro.

Se encontró también que al discriminar la emisión de las estructuras de gran escala a través del MVM y aplicar un análisis de Jeans, algunos núcleos moleculares que efectivamente colapsan durante la simulación aparecen como núcleos desligados gravitacionalmente en el análisis de óndula a tiempos más tempranos; lo contrario, que núcleos inicialmente estables no lleguen a formar estrellas, sucede sólo marginalmente.

Es de notarse que gran parte de la problemática de obtener propiedades de núcleos densos a partir de mapas de extinción radica en la intención de definirlos como una estructura limitada, siendo que

en la realidad se asemejan más a una distribución continua de material que se atenúa gradualmente, que a entes confinados por una barrera. Al mismo tiempo, dentro del marco del escenario rápido de formación estelar, los núcleos densos se conciben como objetos en evolución, por lo que el material que les rodea puede indudablemente afectar en su evolución al ejercer fuerzas sobre ellos o ser acretado por algún núcleo.

Por todo lo anterior, este capítulo demuestra que el entorno en el que se encuentra una nube molecular y los núcleos densos que se forman en ella conforma un agente muy importante para su evolución, que no debe ser despreciado sin una cuidadosa estimación de su relevancia en este proceso.

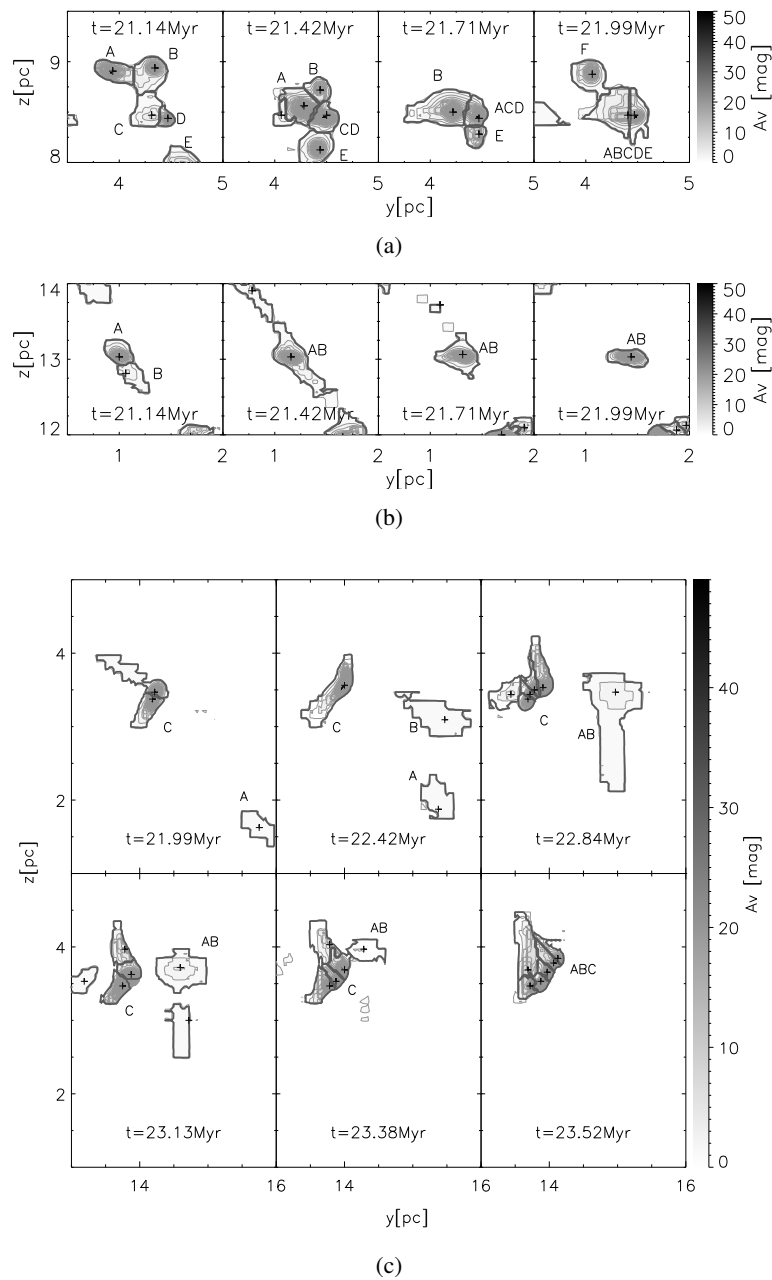


Figura 2.12: Mapas de extinción que muestran la evolución de núcleos inicialmente estables que llegan en un estado de colapso gravitacional en la simulación. Cada panel presenta al menos un núcleo denso que pasa por este proceso y muestra que no es confiable establecer su estado dinámico a partir de un análisis de Jeans de un mapa al que se aplicó el MVM.

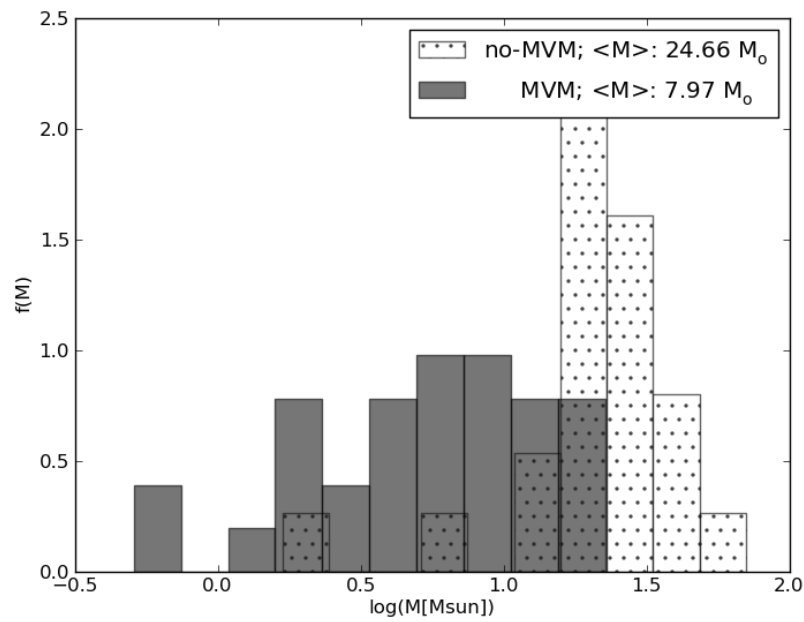


Figura 2.13: Funciones de densidad de probabilidad de las masas M de los núcleos densos de la proyección en el plano yz del tiempo $t = 22.97$ Myr de la simulación, para el mapa de densidad original y el tratado con el MVM; los núcleos densos son claramente más masivos (por un factor de tres) para el caso sin tratamiento con el MVM, presumiblemente debido al filtrado realizado a la imagen, en el que gran cantidad de material del entorno es removido.

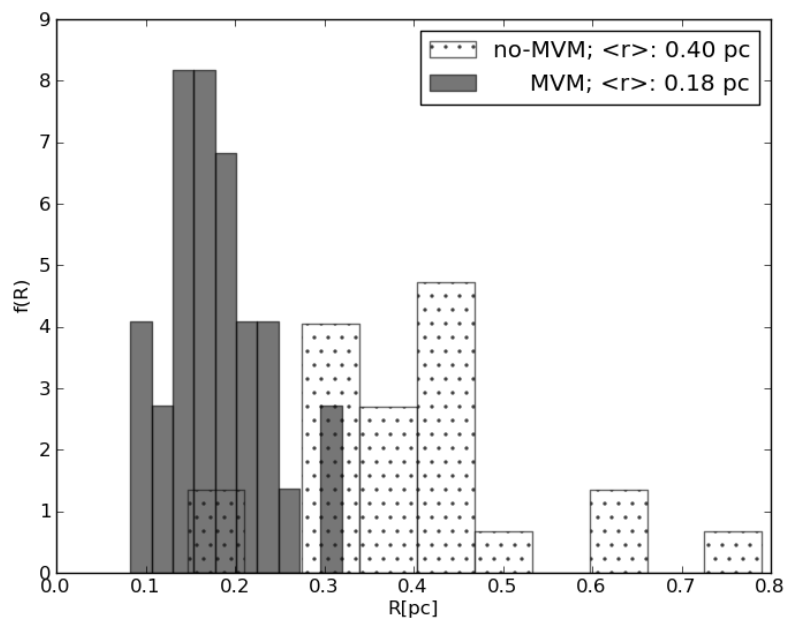


Figura 2.14: Igual que la figura 2.13, pero para los radios de los núcleos densos. Los radios obtenidos tras el procesamiento MVM se encuentran reducidos, en promedio, a la mitad respecto a los del mapa de extinción original.

Capítulo 3

LA MATERIA OSCURA COMO AGENTE GRAVITACIONAL ACTIVO EN COMPLEJOS MOLECULARES

El tema en estudio en el presente capítulo ha sido preparado a manera de artículo, pues pretende ser publicado en una revista arbitrada. El manuscrito ha sido ya enviado para arbitraje. Como tal, ha sido escrito en idioma inglés y se presenta así en esta tesis, con la intención de ser próximo al artículo que aparecerá en la literatura. A continuación se presenta un resumen del artículo en español y posteriormente el texto completo.

3.1. Resumen

Estudiamos el efecto que el fondo de materia oscura (FMO) ejerce sobre el contenido energético y, en general, sobre la eficiencia de formación estelar de una nube molecular (NM).

Primeramente, analizamos el efecto que tiene un halo de materia oscura, descrito por el perfil de densidad de Navarro et al. (1996), sobre el balance energético de una nube esférica y homogénea ubicada a distintas distancias desde el centro del halo. Encontramos que NMs localizadas en las regiones más internas de una galaxia masiva pueden estar sujetas a una fuerza de contracción relevante, debida a la incorporación del potencial del halo de materia oscura de la galaxia.

También calculamos analíticamente la perturbación gravitacional que produce una NM sobre un FMO uniforme (uniforme a escalas de las NMs) y cómo dicha perturbación afectará el desarrollo de la NM misma. El estudio muestra que la formación estelar en una NM aumenta considerablemente si la nube se ubica en un entorno de materia oscura denso y de baja velocidad. Confirmamos nuestros resultados al medir la eficiencia de formación estelar en simulaciones numéricas de la formación y evolución de NMs embebidas en distintos FMO.

Nuestro estudio indica que existen situaciones en las que la contribución gravitacional de la materia oscura sobre la evolución de nubes moleculares no debe ser despreciada.

3.2. Artículo

Dark Matter as an active gravitational agent in cloud complexes

Andrés Suárez-Madrigal¹, Javier Ballesteros-Paredes, Pedro Colín, and Paola D'Alessio

Centro de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México,

Apdo. Postal 72-3 (Xangari), Morelia, Michocán, México. C.P. 58089

Received _____; accepted _____

¹a.suarez@crya.unam.mx

ABSTRACT

We study the effect that the dark matter background (DMB) has on the gravitational energy content and, in general, on the star formation efficiency of a molecular cloud (MC). We first analyze the effect that a dark matter halo, described by the Navarro et al. (1996) density profile, has on the energy budget of a spherical, homogeneous, cloud located at different distances from the halo center. We found that MCs located in the innermost regions of a massive galaxy can feel a contraction force greater than their self-gravity due to the incorporation of the potential of the galaxy’s dark matter halo. We also calculated analytically the gravitational perturbation that a MC produces over a uniform DMB (uniform at the scales of a MC) and how this perturbation will affect the evolution of the MC itself. The study shows that the star formation in a MC will be considerably enhanced if the cloud is located in a dense and low velocity dark matter environment. We confirm our results by measuring the star formation efficiency in numerical simulations of the formation and evolution of MCs within different DMBs. Our study indicates that there are situations where the dark matter’s gravitational contribution to the evolution of the molecular clouds should not be neglected.

Subject headings: ISM: clouds — evolution — dark matter

1. INTRODUCTION

A great effort from the astronomical community is currently directed towards the detailed understanding of star formation, in particular to the precise mechanisms involved in the conversion of some part of a molecular cloud’s mass into stars. The evolution of molecular clouds (MCs) and the formation of stars within them are thought to be regulated by actors as diverse as gravity, large-scale flows, turbulence, magnetic fields, and stellar feedback, among others (see reviews by Shu et al. 1987; Vázquez-Semadeni 2010).

While evaluating the dynamical state of a molecular cloud due to all relevant forces acting on it, the Virial Theorem is frequently invoked to define an equilibrium condition by equating the gravitational energy W of the cloud to twice its kinetic energy K :

$$2K = -W. \tag{1}$$

Traditionally, this relationship has been interpreted in terms of clouds being in a state of quasi-equilibrium and long-lived entities, and deviations from this condition are assumed to mean that the cloud is collapsing or expanding, depending on which term is dominant (e.g., Myers & Goodman 1988a,b; McKee & Zweibel 1992). However, it has been demonstrated that a cloud fulfilling the so-called equilibrium condition will not necessarily remain dynamically stable (Ballesteros-Paredes 2006). In fact, numerical simulations show that clouds collapsing in a chaotic and hierarchical way will develop such a relationship (e.g., Vázquez-Semadeni et al. 2007; Ballesteros-Paredes et al. 2011a,b).

Furthermore, when calculating the Virial Theorem for MCs, it is a common practice to consider that the gravitational term is the gravitational energy, assuming that the cloud is, in practice, an isolated entity. However, different recent works have showed that the media surrounding the dense structures can importantly alter the evolution of such entities

(e.g., Burkert & Hartmann 2004; Gómez et al. 2007; Vázquez-Semadeni et al. 2007; Heitsch & Hartmann 2008; Ballesteros-Paredes et al. 2009b,a). In these works, the influence of barionic matter outside the region of interest is studied.

On an apparently completely different topic, evidence from a wide range of observations has long led astronomers to argue in favor of the existence of much more matter than is actually seen: the elusive dark matter. Although the very nature of this mass component has not been discovered yet, it is presumed to smoothly permeate the majority of galaxies and in many cases to greatly surpass their visible extension, while being their dominant mass component. Compared to the sizes of giant Galactic molecular clouds, dark matter halos are huge and, for most practical purposes, homogeneous. Thus, one would expect that such a distribution will not cause a substantial gravitational effect on the cloud.

In the present contribution, the idea that dark matter halos may have an effect on the energy content of the gas in galaxies is investigated. As a first approach, we focus our study in the center of massive galaxies, where the effect is expected to be the greatest. A cusped dark matter profile such as the one proposed by Navarro et al. (1996, hereafter NFW) would provide the central region of a halo with a potential well which could importantly contribute to the gravitational energy of a molecular cloud located around there.

In addition, we explore the idea that a barionic mass concentration is able to introduce a perturbation in an otherwise homogeneous dark matter distribution. As such, the mere presence of a molecular cloud would modify the dark matter halo in which it is embedded. This perturbation would in turn place the cloud in a local external potential well, which would play as an extra agent in the struggle that determines its dynamical state. In this case, the external medium to the MC will contribute to its collapse. When compared to a situation identical to this one but without the dark matter background (DMB), one would expect that a MC in this scenario would display an enhanced capacity to form stars, since

there is an extra factor working in the same direction as the cloud’s internal gravitational energy. As such, measuring the star formation efficiency (SFE) of clouds embedded in different DMBs would hint towards the importance of the environment in their evolution in each case. We analytically study the situation and give light as to what physical conditions would be required for this to be an important effect.

Furthermore, we present results from numerical simulations of molecular cloud formation and evolution from two convergent monoatomic flows, placed in different dark matter contexts. Although the DMBs explored are not very realistic, they are designed to test the analytical predictions and illustrate the importance of accounting for the external gravitational potential in molecular cloud analysis.

The structure of the article is as follows: in section §2 we introduce the tidal energy term that is part of the total gravitational energy of a matter distribution. In section §3 we describe a semi-analytical procedure to evaluate the tidal contribution that the complete halo of a galaxy can have on a molecular cloud and apply it to a few scenarios. In section §4.1 we analytically derive an expression to assess the tidal effect of the dark matter background perturbation caused by the molecular cloud itself, while section §4.2 evaluates this effect in different dark matter background environments. In section §5 we present numerical simulations of cloud formation, in order to test the analytical predictions in a more realistic scenario, and in §6 we show the results obtained. Finally, §7 gives general conclusions for the two studied effects.

2. FULL GRAVITATIONAL CONTENT OF A MOLECULAR CLOUD IN A GALAXY

Molecular clouds, like any other physical system, are bound to follow all the internal and external forces acting on them and determining their behavior over time. Along the present article, the total gravitational content for MCs situated in different environments will be evaluated, in order to look for the effect that their surroundings can have on their evolution. Hence, this section derives an expression for the tidal energy component, which will allow for an evaluation of its gravitational effect on the cloud.

With the intention of determining a MC's dynamical condition, an energy balance is commonly performed to it by invoking the Virial Theorem. In this theorem, the gravitational energy term W considered for a mass distribution of volume V and density ρ , embedded in a gravitational potential Φ is given by

$$W = - \int_V \rho x_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} d^3x \quad (2)$$

(see, e.g., Shu et al. 1987). When applied to MCs, this term is traditionally assumed to be equal to the gravitational energy of the cloud:

$$E_{\text{grav}} = \frac{1}{2} \int_V \rho_{\text{cl}} \Phi_{\text{cl}} d^3x, \quad (3)$$

where ρ_{cl} represents the density of the cloud and Φ_{cl} the potential energy that it generates. This assumption considers that the relevant gravitational potential is due only to the mass of the cloud, which is a valid approximation for an isolated mass distribution (Ballesteros-Paredes 2006). However, in a given galaxy, there is a considerable amount of material (both barionic and dark matter) coexisting with a MC. Thus, one may write the gravitational potential Φ of a MC in a galaxy as the potential due to the mass of the cloud

itself, Φ_{cl} , plus the contribution of any other external sources, Φ_{ext} ,

$$\Phi = \Phi_{\text{cl}} + \Phi_{\text{ext}}, \quad (4)$$

such that the gravitational term entering the Virial theorem becomes

$$W = E_{\text{grav}} + W_{\text{ext}}. \quad (5)$$

where

$$W_{\text{ext}} \equiv - \int_V \rho_{\text{cl}} x_i \frac{\partial \phi_{\text{ext}}}{\partial x_i} dV, \quad (6)$$

is the tidal energy, i.e., the gravitational energy contained in the cloud, but due to any mass distribution external to the cloud.

Although the gravitational energy term is always negative and thus contributes only to the collapse of the cloud, the external term can work either way: given its definition, W_{ext} will enhance the collapse of the cloud if it has a negative value (just like the internal energy), but will tend to disrupt it when positive.

To understand how the tidal energy can have opposite roles in the evolution of a mass distribution, one has to realize that the sign of W_{ext} will depend on the concavity of the external potential Φ_{ext} (Ballesteros-Paredes et al. 2009b). Fig. 1 (taken from Ballesteros-Paredes et al. 2009b) shows four hypothetical situations in which a spherical mass distribution with constant density and radius R is exposed to an external potential Φ_{ext} , to illustrate the tidal energy contribution in each case.

The gray circles represent the studied entities (which in our case would be MCs), while the dark arrows symbolize the forces \mathbf{F} acting on their sides due to the external potential ($\mathbf{F} = -\nabla\Phi_{\text{ext}}$). Case 1 shows a potential with a negative gradient on the right side of

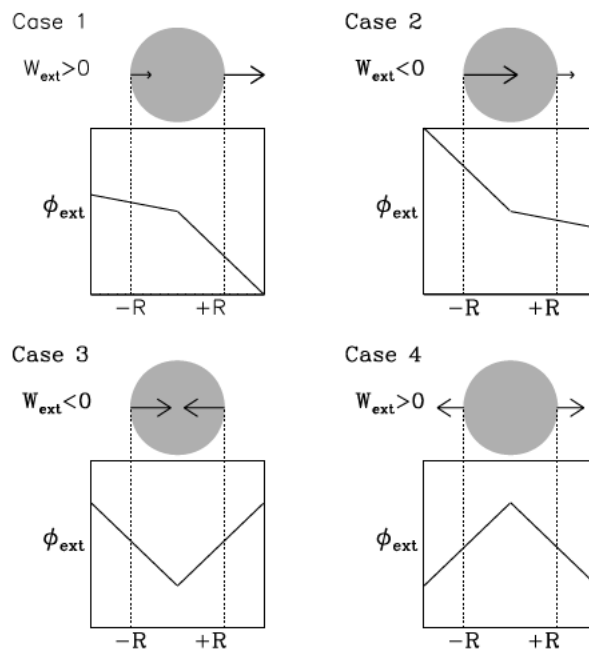


Fig. 1.— Four different cases showing the possibilities for the sign of the tidal energy W_{ext} acting on a constant density sphere of radius R . The potential ϕ_{ext} is shown on each graph, while black arrows represent the forces felt by each side of the sphere. One can deduce that an upwards concavity of the external potential will cause a contraction of the sphere, while a downward concavity will tend to tear it apart. (Diagram taken from Ballesteros-Paredes et al. 2009b).

the sphere, causing a positive force (pointing away from the sphere). On the left side the gradient is also negative, but has a smaller absolute value, so that the force will again be positive and weaker than its right hand side counterpart. Though both forces point in the same direction, the negative concavity of the underlying potential will make the sphere feel a net tearing effect, as the right side is being pulled outwards stronger than the left hand side is being pushed inwards. Case 2 shows the same situation as case 1, but for a potential that is steeper on the left hand side (and thus has a positive concavity): in this picture, the cloud will be compressed by the tidal energy. Cases 3 and 4 show different gradient signs on each side of the sphere, thus creating opposite pointing forces. The external potential in case 3, being positively concave, will make the sphere contract; the sphere in case 4 will feel a disruption effect by the tidal energy, as the potential where it is located has a negative concavity. As can be seen in these examples, the concavity of the environment’s potential is all what matters to determine if it will inflict a collapsing or a disrupting effect on the studied mass distribution.

In the following sections, the tidal energy felt by a given MC will be compared to its internal gravitational energy; its relative importance will determine the role that any material surrounding a MC will play in its evolution and future star formation.

3. TIDAL ENERGY IN THE POTENTIAL WELL OF A DARK MATTER HALO

To evaluate the effect that dark matter might have on star formation, we first consider a toy model consistent of a spherical molecular cloud embedded in a spherical dark matter halo, with the cloud located at a distance s from the halo’s center. The halo density profile is given by the simulation-inspired NFW density profile (Navarro et al. 1996):

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}, \quad (7)$$

where r_s is a scale radius, the radius where the logarithmic derivative of the density is equal to -2 , and ρ_s is a characteristic density, the density at $r = r_s$. The profile can be expressed in a dimensionless form by

$$\delta_{\text{NFW}}(\eta) = \eta^{-1}(1+\eta)^{-2}, \quad (8)$$

where $\delta_{\text{NFW}}(\eta) \equiv \rho_{\text{NFW}}(r)/\rho_s$ and $\eta \equiv r/r_s$. As seen in Fig. 2 or eqs. (7) and (8), the NFW profile has a cusp at the center. It goes to infinity as η^{-1} for $\eta \rightarrow 0$.

The NFW gravitational potential can be expressed as

$$\phi_{\text{NFW}}(r) = -4\pi G \rho_s r_s^2 \frac{\ln(1+r/r_s)}{r}, \quad (9)$$

where G is the gravitational constant. A dimensionless version of it would be

$$\psi_{\text{NFW}}(\eta) = \frac{\ln(1+\eta)}{\eta}, \quad (10)$$

where $\psi_{\text{NFW}} \equiv -\phi_{\text{NFW}}/4\pi G \rho_s r_s^2$ and $\eta \equiv r/r_s$. It is noteworthy that, although the density profile is divergent, the potential is finite everywhere due to the mild divergence of the density; the limit of the NFW potential as the radius goes to zero is

$$\lim_{r \rightarrow 0} \phi_{\text{NFW}} = -4\pi G \rho_s r_s^2. \quad (11)$$

We assume, for simplicity, a molecular cloud modeled as a sphere with constant density ρ_{cl} and radius R . When calculating W_{ext} (eq. 6), it is important to note that the integration should be done over the volume of the molecular cloud, while the expression

for the NFW potential is centered on the dark matter halo. A coordinate transformation is then necessary to match both systems of reference (separated by the distance s), which makes the expression significantly more elaborate for any configuration where the cloud’s center doesn’t coincide with the center of the halo (i.e. $s \neq 0$). For this reason, a numerical integrator needs to be used to obtain the tidal energy.

To get a quantitative idea of the importance of the contribution of the dark matter halo, W_{ext} is compared to the internal gravitational energy content of the cloud. For a spherical and homogeneous distribution, this amounts to

$$E_g = -\frac{16}{15}\pi^2 G \rho_{\text{cl}}^2 R^5. \quad (12)$$

The energy ratio W_{ext}/E_g measures the relative importance of the gravitational energy contribution of the dark matter compared to the gravitational energy of the cloud itself.

We have, in total, five parameters available to explore: two NFW halo parameters (characteristic density and radius of the density profile), two molecular cloud properties (density and extent of the cloud), and the distance of the cloud from the center of the halo (s). We choose to fix first the halo characteristics and the distance s and calculate W_{ext}/E_g values for a range of cloud’s parameters. We present energy ratio maps for typical molecular cloud radii and densities, one per halo type and cloud separation.

The gravitational effect of a Milky Way-type dark matter halo on a MC is first presented. As NFW parameters, we choose values predicted by the Λ CDM cosmology with $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$, for a halo of $M_{\text{vir}} = 10^{12} M_\odot$ (the estimated mass for our Galaxy; Battaglia et al. 2005). For this mass, Bullock et al. (2001) predict a concentration $c = 7.9$, where $c \equiv R_{\text{vir}}/r_s$. The virial radius R_{vir} is defined as the radius where the mean density of the halo is δ times the average density of the universe. For the cosmology considered here $\delta = 337$ at $z = 0$. Moreover, M_{vir} is simply the mass inside R_{vir} . The model by Bullock et

al. (2001) gives the median concentration for a given mass, redshift and cosmology, based in statistical results from cosmological simulations. Once we have M_{vir} and c , the NFW profile is completely specified; for example, using the definition of R_{vir} and the value of c one can obtain r_s , while ρ_s can simply be computed by integrating the NFW profile from 0 to R_{vir} and using the values of r_s and M_{vir} . Thus, for the dark matter halo expected to permeate a Milky Way-type galaxy, $\rho_s = 3.6 \times 10^{-3} \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ and $r_s = 25.8 \text{ kpc}$.

Figure 3 shows the ratio $\log(W_{\text{ext}}/E_g)$ in gray scale, as a function of the cloud’s density (y -axis) and radius (x -axis) for different values of the separation s between the cloud and halo’s center. On the top left panel, we show the case where the test cloud is centered at the halo’s center ($s = 0 \text{ pc}$). For this particular setup, the tidal energy is quite important relative to the gravitational energy of the cloud (the energy ratio is bigger than 0.2) for a wide range of cloud’s densities and radii: $\rho_{cl} \lesssim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ and $R_{cl} \lesssim 50 \text{ pc}$. The top right panel shows a cloud placed 1 kpc away from the center of the halo. The importance of the tidal energy has already decreased for high density clouds of the same size. As the cloud moves away from the center of the halo ($s = 2, 3 \text{ kpc}$, lower panels), the tidal contribution rapidly becomes smaller, as can be seen in the bottom panels. Here, the tidal contribution is negligible except for very low density clouds.

Only clouds located very near the center of the halo feel a noticeable influence from it: the values for the energy ratio decay rapidly as the separation between the cloud and the halo increases. This is due to the central cuspsiness of the NFW profile, shown in Fig. 2, since W_{ext} is dependent on the potential gradient which grows steeper near the origin. It is also evident that values of the tidal energy are more important for smaller and less dense clouds. Since the external gravity is “pulling” the particles in the cloud, it can be understood that a cloud of smaller diameter and lower density will be less tightly bound and easier to influence.

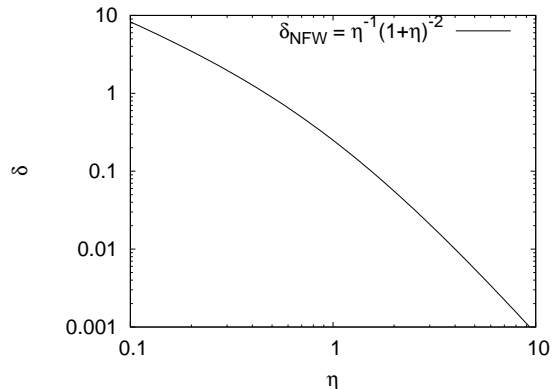


Fig. 2.— Dimensionless NFW density profile (δ_{NFW}) as a function of radius (η). The density has a cusp in the center of the matter distribution and diverges at $\eta = 0$. This profile appropriately describes dark matter halos found in numerical simulations.

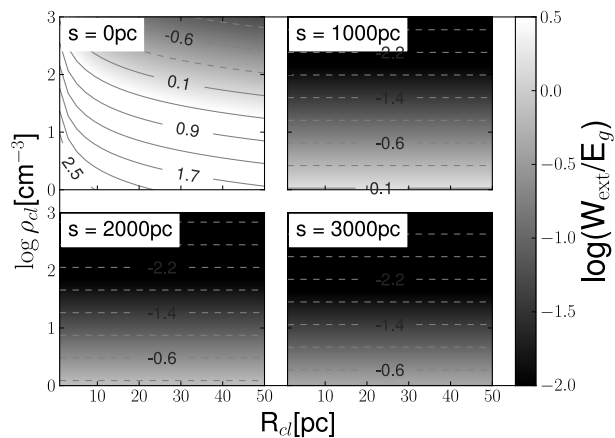


Fig. 3.— W_{ext}/E_g map for constant density clouds of radius R_{cl} and density ρ_{cl} , located inside a Galactic-type dark matter halo ($M = 10^{12}M_{\odot}$) and centered at a distance s from the halo center. When the cloud center is located at the origin of the halo, its tidal energy can have a comparable effect to that of the gravitational energy. In general, the smaller and less dense clouds feel a greater gravitational contribution from the external medium.

As a second example, we present the results from an identical estimate but for a dark matter halo of mass $10^{10} M_{\odot}$. In this case, the NFW parameters employed are $\rho_s = 8.5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ and $r_s = 3.8 \text{ kpc}$. As in Fig. 3, in Fig. 4 we present the $\log(W_{\text{ext}}/E_g)$ maps for this halo’s characteristics. We notice that for a halo with these parameter values the effect is even weaker, and fades away faster as the molecular cloud moves away from the center of the halo. This smaller contribution can be explained as a result of the shallower potential well of this less massive halo.

It is important to mention that the ratios presented here only show the importance of the dark matter tidal energy compared to the gravitational energy of a cloud. We do not make any comparison with the gravitational influence of other possible matter components, such as a galaxy’s central black hole or star population. With the results shown, we conclude that a dark matter halo is only capable of influencing the evolution of small, diffuse clouds which are located near the center of massive galaxies.

4. GRAVITATIONAL *FEEDBACK* FROM A PERTURBED HALO

4.1. Perturbation Analysis

To continue with another perspective of the dark matter influence in a molecular cloud’s evolution, this and subsequent sections study the gravitational *feedback* effect that a perturbation on the local dark matter background (DMB), produced by a barionic cloud, has upon the energy budget of the cloud itself.

Dark matter interacts with barionic matter only gravitationally; as such, dark matter particles behave as a non-colissional fluid that feels a gravitational attraction to a mass distribution like a molecular cloud. Because galaxies are immersed in dark halos, a MC residing in it will coexist with a DMB. Following a dark halo distribution like that of NFW,

this DMB would have an almost constant density at scales of the MC, because the variation scale of the halo’s density profile is much larger than the extent of even a giant molecular cloud (GMC). However, the mere presence of the barionic cloud perturbs the otherwise homogeneous DMB and promotes a density enhancement in it, which generates a potential well that will influence the MC in return. We analyze how important this perturbation can be to alter the evolution of a molecular cloud in different dark matter environments.

Although molecular clouds are highly irregular and structured (Combes 1991; Ballesteros-Paredes et al. 2007, and references therein), we model them as Plummer spheres in order to follow up an analytical expression which may be easy to use. The mass distribution of such a sphere follows a density profile given by

$$\rho_{\text{cl}} = \frac{3M_{\text{cl}}}{4\pi a^3} \left(1 + \frac{r^2}{a^2}\right)^{-5/2}, \quad (13)$$

where M_{cl} is the total mass of the cloud, r is the radial distance from the center of the cloud, and a is the scale-radius of the Plummer potential, which gives an idea of the size of the core of the distribution. The associated gravitational potential can be written as

$$\Phi_{\text{cl}}(r) = -\frac{GM_{\text{cl}}}{a} \frac{1}{\sqrt{1 + r^2/a^2}}, \quad (14)$$

where G is the gravitational constant. A cloud with these profiles is then placed within a DMB with constant density ρ_{DM} and a velocity dispersion σ_{DM} .

Following Hernandez & Lee (2008), the dark matter particles are described by a Maxwell-Boltzmann velocity distribution function $f_0(v) \propto \exp(-v^2/2\sigma_{\text{DM}}^2)$. For the purpose of this study, the dark matter particles will have an average velocity of 0, that is, the DMB as a bulk is considered at rest with respect to the barionic matter. Although the gravitational potential of the dark matter halo Φ_0 is constant at the scales of the molecular cloud, the MC induces a perturbation Φ_1 , so that the total potential Φ is the addition of

both contributions, i.e.

$$\Phi(r) = \Phi_0(r) + \epsilon\Phi_1(r), \quad (15)$$

and the original density ρ_0 is enhanced by a perturbation ρ_1 and should become

$$\rho(r) = \rho_0 + \epsilon\rho_1(r). \quad (16)$$

Similarly, the original Maxwell-Boltzmann distribution function $f_0(v)$ of the local dark matter halo gets perturbed by an amount $f_1(r, v)$ and the new distribution function will be given by

$$f(r, v) = f_0(v) + \epsilon f_1(r, v). \quad (17)$$

In order to know how the dark matter potential will be affected by the presence of the molecular cloud, we must solve the Boltzmann equation for non-collisional systems

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \nabla\Phi \cdot \nabla_v f = 0, \quad (18)$$

in which ∇ represents the gradient operator with respect to spatial coordinates and ∇_v the gradient operator with respect to velocity coordinates. The quantities involved in eq. (18) are the ones taking into account the perturbation caused by the barionic matter, i.e., the enhanced potential (eq. 15) and distribution function (eq. 17). For simplicity, we look for a first order stationary solution to the Boltzmann equation (i.e. $\partial f/\partial t = 0$). By using the Jean's swindle ($\Phi_0 = 0$), the fact that f_0 does not explicitly depend on the spatial coordinates ($\partial f_0/\partial x_i = 0$), and considering only first order terms, the radial solution can be obtained as

$$\begin{aligned}
\mathbf{v} \cdot \nabla f &= \nabla \Phi \cdot \nabla_v f, \\
&= \nabla(\Phi_0 + \Phi_1) \cdot \nabla_v (f_0 + f_1), \\
&= \nabla \Phi_1 \cdot \nabla_v f_0 + \nabla \Phi_1 \cdot \nabla_v f_1, \\
&\approx \nabla \Phi_1 \cdot \nabla_v f_0.
\end{aligned} \tag{19}$$

We can calculate the gradient of the gravitational potential perturbation Φ_1 , which is actually the cloud potential Φ_{cl} , as

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} = \frac{GM_{\text{cl}}}{a^3} \frac{r}{(1 + r^2/a^2)^{3/2}}. \tag{20}$$

Using the explicit form of the Maxwell-Boltzmann velocity distribution function to get the velocity gradient,

$$\frac{\partial f_0}{\partial v} = -\frac{v}{\sigma_{\text{DM}}^2} f_0(v), \tag{21}$$

and after inserting the last two expressions in eq. (19), it becomes

$$v \frac{\partial f_1}{\partial r} = \frac{rGM_{\text{cl}}}{a^3(1 + r^2/a^2)^{3/2}} \left(-\frac{v}{\sigma_{\text{DM}}^2} \right) f_0(v), \tag{22}$$

which furthermore, can be integrated over velocity space as

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial r} = -GM_{\text{cl}} \frac{r}{a^3(1 + r^2/a^2)^{3/2}} \left(\frac{1}{\sigma_{\text{DM}}^2} \right) \rho_0(v). \tag{23}$$

Remembering that the original DMB density has a constant value of ρ_{DM} , this equation can be solved to yield

$$\rho_1 = \frac{GM_{\text{cl}}}{a \sigma_{\text{DM}}^2} \frac{1}{\sqrt{1 + r^2/a^2}} \rho_{\text{DM}}, \quad (24)$$

which is the density perturbation in the dark matter distribution produced by the molecular cloud. Such a density perturbation in the dark matter halo will produce its own non-constant gravitational field, which may, in principle, influence the gravitational energy budget of the molecular cloud. Our interest lies, thus, in the gravitational feedback of this enhancement over the cloud itself.

In order to calculate the tidal energy produced by the perturbed dark matter halo over the cloud, it is necessary to calculate the gradient of the gravitational potential ϕ_{DM} associated to the perturbation ρ_1 given by eq. (24). The gravitational potential as a function of the radius r that is produced by the perturbation ρ_1 will be given by

$$\begin{aligned} \phi_{\text{DM}}(r) = & -4\pi G \left\{ \frac{1}{r} \int_0^r \rho_1(r') r'^2 dr' \right. \\ & \left. + \int_r^{R_{\text{DM}}} \rho_1(r') r' dr' \right\}, \end{aligned} \quad (25)$$

integrated over the radial coordinate r' and where the second integral will be evaluated up to some radius R_{DM} , such that the perturbation is fully contained within this radius, i.e. R_{DM} is taken such that $\rho_1(r = R_{\text{DM}}) = \rho_0$. Introducing (24) and integrating, we get an expression for the perturbed dark matter potential:

$$\begin{aligned} \phi_{\text{DM}}(r) = & -\frac{2\pi G^2 M_{\text{cl}} a}{\sigma_{\text{DM}}^2} \rho_{\text{DM}} \left\{ (r/a)^{-1} \ln \left(r/a + \sqrt{1 + (r/a)^2} \right) \right. \\ & \left. - \sqrt{1 + (r/a)^2} + 2\sqrt{1 + (R_{\text{DM}}/a)^2} \right\}, \end{aligned} \quad (26)$$

whose gradient is given by

$$\frac{\partial\Phi_{\text{DM}}}{\partial r} = -\frac{4\pi G^2 M_{\text{cl}} a}{\sigma_{\text{DM}}^2} \rho_{\text{DM}} \left\{ \frac{a \ln \left(r/a + \sqrt{(r/a)^2 + 1} \right)}{2r^2} - \frac{\sqrt{1 + (r/a)^2}}{2r} \right\}. \quad (27)$$

Introducing this equation and the Plummer density distribution (13) into eq. (6), we obtain

$$W_{\text{ext}} = -\frac{2\pi G^2 a M_{\text{cl}}^2 \rho_{\text{DM}}}{\sigma_{\text{DM}}^2} \left\{ \frac{2R/a}{1 + (R/a)^2} - \arctan(R/a) - \frac{\ln \left(R/a + \sqrt{1 + (R/a)^2} \right)}{(1 + (R/a)^2)^{3/2}} \right\}, \quad (28)$$

where R is the truncation radius of the Plummer profile for the molecular cloud. This expression quantifies the tidal energy of the perturbed dark matter distribution over the cloud; in order to evaluate its importance in the process, it should be compared to the gravitational energy of the cloud itself, given by equation (3). Using eqs. (14) and (13) to evaluate this expression, the gravitational energy of the cloud becomes:

$$E_{\text{grav}} = -\frac{3GM_{\text{cl}}^2}{2a} \left\{ \frac{R/a}{8(1 + (R/a)^2)} - \frac{R/a}{4(1 + (R/a)^2)^2} + \frac{1}{8} \arctan(R/a) \right\}. \quad (29)$$

Thus, ratio of the gravitational to the tidal energy is

$$\frac{W_{\text{ext}}}{E_g} = \left(\frac{a}{10\text{pc}} \right)^2 \left(\frac{\rho_{\text{DM}}}{M_{\odot}\text{pc}^{-3}} \right) \left(\frac{\sigma_{\text{DM}}}{\text{km s}^{-1}} \right)^{-2} f(R/a), \quad (30)$$

where we have defined

$$f(r/a) = -1.8025 \frac{f_{\text{ext}}(R/a)}{f_g(R/a)}, \quad (31)$$

with

$$f_{\text{ext}}(R/a) = \left\{ \frac{2R/a}{1 + (R/a)^2} - \arctan(R/a) - \frac{\ln\left(R/a + \sqrt{1 + (R/a)^2}\right)}{(1 + (R/a)^2)^{3/2}} \right\}, \quad (32)$$

and

$$f_g(R/a) = \left\{ \frac{R/a}{8(1 + (R/a)^2)} - \frac{R/a}{4(1 + (R/a)^2)^2} + \frac{1}{8} \arctan(R/a) \right\}. \quad (33)$$

Equation (30) tells how important is a given dark matter environment on the gravitational energy budget of a molecular cloud. Several points must be stressed from this equation. First of all, the ratio of tidal to gravitational energy does not depend on the mass of the cloud, neither on its density. Furthermore, the tidal energy on the cloud produced by the perturbed halo will be more important for larger clouds, and larger background halo densities. On the other hand, for a halo's larger velocity dispersion σ_{DM} , the perturbation must be smaller and, as a consequence, the tidal energy will also be smaller, when compared to the gravitational energy, as showed by the σ_{DM}^{-2} dependence in eq. (30).

In Fig. 5 we plot the ratio f vs R/a , as given by eqs. (31–33). Since the function is always positive, we note that the ratio of tidal to gravitational energy, eq. (30), will also be positive for any physically consistent combination of parameters R/a , ρ_{DM} , σ_{DM} . This means that the tidal energy caused by such a DMB will always contribute to the collapse of the MC perturbing it. This effect, when relevant, is expected to be reflected on the evolution of the cloud. In a molecular region forming stars, a rise in the compressional

forces acting on it would show an increased star formation efficiency (SFE), as more stars will form faster when there is relatively less support against collapse. In the following section we explore the parameter space relevant to this scenario (R/a , ρ_{DM} , σ_{DM}).

4.2. Semi-analytical Results

In order to get an idea of the magnitude of the ratio W_{ext}/E_g in different dark matter environments, we need to provide dark matter backgrounds to the molecular clouds under study. As in section §3, we make use of the NFW model to estimate the structural parameters of the dark matter halos, where the MCs will be embedded. We need to determine the halo’s density ρ_{DM} and velocity dispersion σ_{DM} , given its total mass M_{vir} and the radius r at which these properties are evaluated, at a specified redshift z . We only consider here relatively nearby galaxies; that is, we assume redshift $z = 0$.

To find ρ_{DM} and σ_{DM} we thus proceed as follows: for a given halo mass M_{vir} , we obtain the concentration parameter c following Bullock et al. (2001). With these values, we calculate its density profile parameters as specified in section §3. Once specified, we can evaluate the profile at the desired radius r to know the local density ρ_{DM} . On the other hand, in order to obtain σ_{DM} , we adopt the relation given by Lokas & Mamon (2001, see their eq. 14) for the case where velocities of dark matter particles are considered isotropic. Such expression is dependent only on c_{vir} , M_{vir} and R_{vir} and so the velocity dispersion obtained for a given halo is a constant. These recipes are used in our analysis to get the DMB parameters needed in different cases.

To begin with, we first choose parameters consistent with a Milky-Way type dark matter halo evaluated at a radius of 8 kpc, adequate to the solar neighborhood. However, in this case we preferred to use a more realistic concentration parameter $c = 12$, closer to the

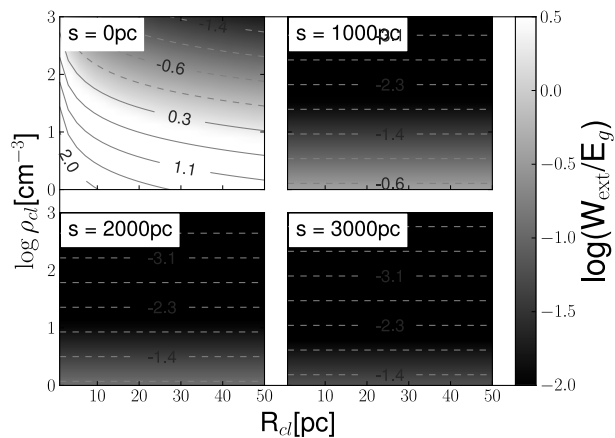


Fig. 4.— As in Fig. 3 but for a galaxy with a halo mass of $10^{10} M_{\odot}$. A similar effect is noticed, but scaled down due to the potential well of such a halo being shallower.

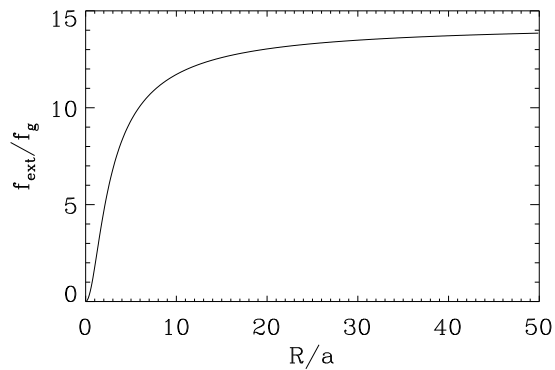


Fig. 5.— Ratio $f = f_{\text{ext}}/f_g$ for a Plummer cloud of truncation size R and characteristic scale $a = 10$ pc. Note that the ratio is always positive, implying thus that the tidal energy always contributes to the collapse, according to eq. (30.)

observationally estimated value by, e.g., Battaglia et al. (2005). With these conditions, the procedure just described predicts a DMB with density $\rho_{DM} \sim 0.01 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ and a velocity dispersion $\sigma_{DM} = 165 \text{ km s}^{-1}$. With these parameters, equation (30) predicts that in order to get a non-negligible tidal effect ($W_{\text{ext}}/E_g \sim 0.15$) the cloud’s scale radius a has to be huge ($a = 1900 \text{ pc}$). A cloud of this size greatly surpasses the extent of local molecular clouds. On the other hand, since the energy ratio $W_{\text{ext}}/E_{\text{grav}}$ varies as a^2 , we note that for more typical clouds, $a \sim 10 \text{ pc}$ and $R/a \sim 10$, the contribution of the tidal energy is negligible.

Figure 6 presents a more interesting case in which the energy ratio is non-negligible for a range of cloud sizes R/a . The cloud has a Plummer radius of $a = 10 \text{ pc}$ and it is embedded in a dark matter halo with mass $M = 10^7 M_{\odot}$ at a distance of $r = 0.1 r_s$. We can see, in this case, that even small clouds of the order of 10 pc will feel a non-zero tidal effect from the dark matter environment.

Figure 7 shows, in grey scale, the energy ratios W_{ext}/E_g evaluated using a NFW dark matter density profile with a range of velocity dispersions σ_{DM} and densities ρ_{DM} . In this figure, the parameters of the Plummer cloud are $a = 10 \text{ pc}$, and $R/a = 10$. Similar maps are presented in Figs. 8 and 9, but for clouds with $R/a = 5$ and 1 , respectively. As a reference, in these images we also indicate the typical densities and velocity dispersions of dark matter halos of galaxies with total masses ranging from 10^7 to $10^{11} M_{\odot}$. Density profiles are computed at $r = 0.1 r_s$.

Two points can be highlighted from Fig. 7. First, the tidal energy of the dark matter halo becomes important for large clouds ($R \sim 100 \text{ pc}$) in galaxies with masses ranging from 10^7 to $10^8 M_{\odot}$. Secondly and as noticed previously, since the ratio $W_{\text{ext}}/E_{\text{grav}}$ scales as a^2 , this contribution become important also in larger galaxies for large enough clouds. For instance, as can be inferred from Fig. 8, $\sim 10\%$ of the total gravitational energy content of a giant cloud complex ($a \sim 100 \text{ pc}$, $R \sim 0.5 \text{ kpc}$) embedded in a $10^{10} M_{\odot}$ dark matter halo

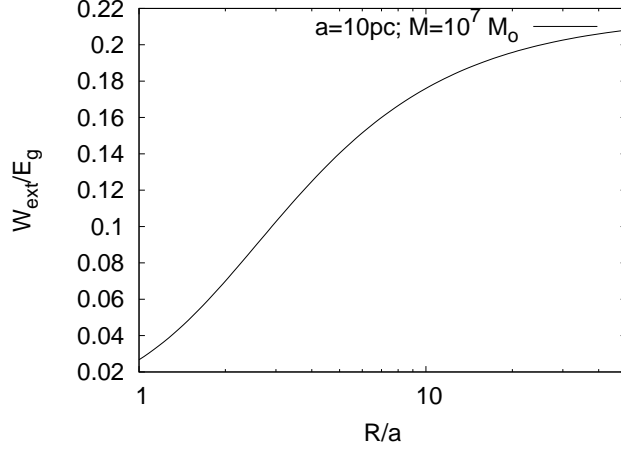


Fig. 6.— W_{ext}/E_g ratio for a cloud of Plummer radius $a = 10$ pc and different truncation radii (R), embedded in a dark matter halo typical of dwarf galaxies ($M \sim 10^7 M_\odot$), at a radius $r = 0.1 r_s$. In this case, even small molecular clouds would feel a non-zero tidal effect from their environment.

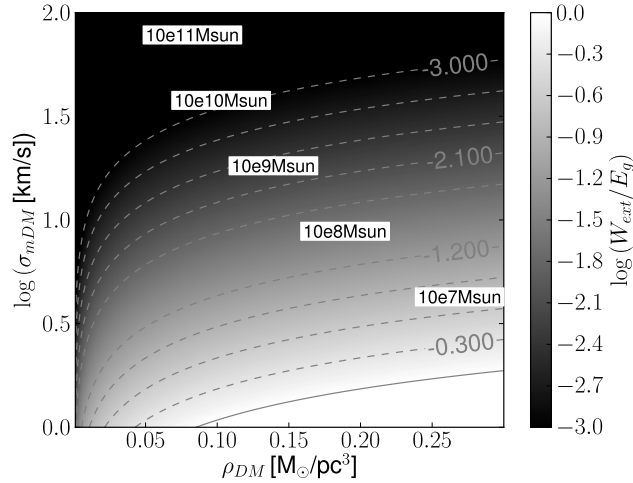


Fig. 7.— W_{ext}/E_g map for Plummer clouds with characteristic radius $a = 10$ pc and $R/a=10$, embedded in a homogeneous dark matter background of parameters ρ_{DM} and σ_{DM} . The tidal energy can contribute to the collapse of clouds immersed in dwarf galaxies. As the energy ratio increases as a^2 , also massive galaxies can show this effect for large enough MCs.

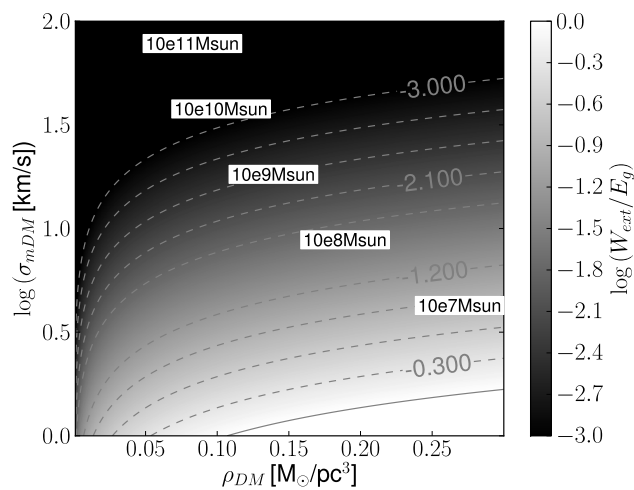


Fig. 8.— Same as in Fig. 7, but for $R/a=5$. The differences with Fig. 7 are not significant because Plummer spheres contain most of their mass within 5 characteristic radii.

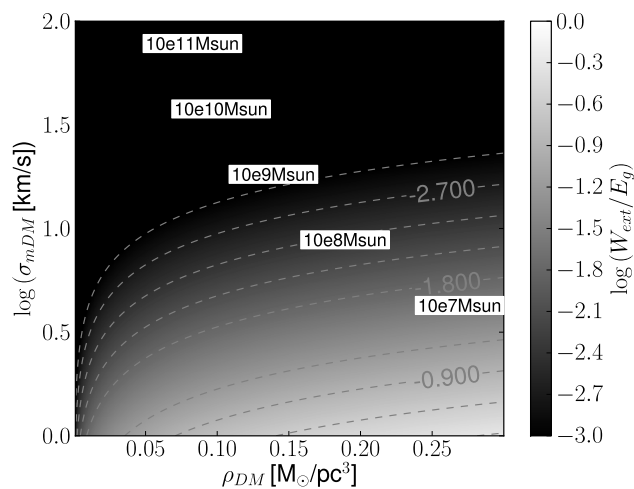


Fig. 9.— Same as in Fig. 7, but for $R/a=1$. In this case, the tidal effect is diminished when compared to Fig. 7 because we are considering a more concentrated sphere in which the tidal forces have more difficulties to act.

will be due to the tidal compression energy produced by the potential well induced by the cloud itself.

The high similarity between Figs. 7 and 8 is likely due to the mass of a Plummer sphere being concentrated in the inner 5 characteristic radii (93% of the mass of the distribution lies at $r < 4a$). On the other hand, Figure 9, which shows the case $R/a = 1$, does show smaller contributions from the environment to the energy budget of the cloud than those shown in previous figures. The reason can be traced again to the inherent concentration of a Plummer sphere: as we truncate the sphere at $r = a$, we are only considering the inner core of the cloud, which has a higher gravitational energy and in which the tidal contribution has more trouble to act.

To further study the “big cloud” scenario, a different exploration of parameters is shown in Figure 10, in which the density and velocity dispersion of the dark matter background are set according to the theoretical values of a Milky Way-type halo, at a radius of 50 kpc ($\rho_{\text{DM}} = 0.0002 \text{ M}_{\odot}\text{pc}^{-3}$, $\sigma_{\text{DM}} = 150 \text{ km s}^{-1}$), while the cloud characteristic radius a and truncation radius R are varied. This allows us to identify the characteristics of a mass distribution that would suffer a relevant contraction by the tidal forces: the figure shows that, for a radius larger than $\sim 8000 \text{ pc}$ ($a = 8000 \text{ pc}$, $R/a = 1$, or $a = 6000 \text{ pc}$, $R/a = 1.3$) and located at some 50 kpc from the center of the Milky Way, it will produce a perturbation in the dark matter halo which will in turn have a small contribution to the gravitational energy it contains (around 1%). This location and dimensions are similar to that of a satellite galaxy like the Large Magellanic Cloud. The effect is indeed low, but the theoretical implications it suggests are interesting, as we could say that at least some contribution to the star formation seen in orbiting galaxies or in galaxy mergers could come from the tidal energy caused by a dark matter perturbation.

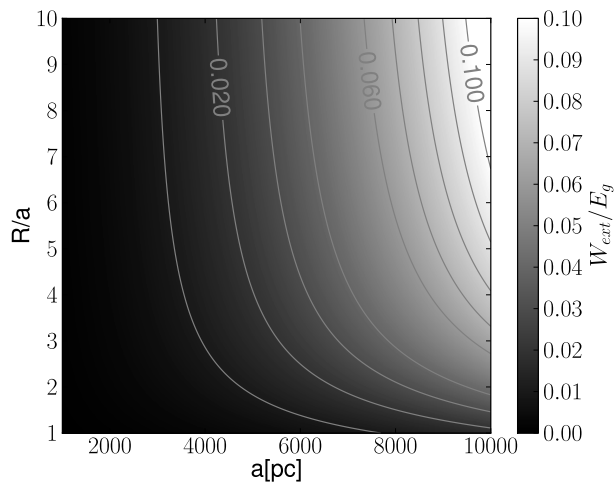


Fig. 10.— W_{ext}/E_g map for Plummer clouds of characteristic radius a and truncation radius R , embedded in a homogeneous dark matter background with density and velocity dispersion corresponding to a Milky Way dark matter halo at 50 kpc from its center ($\rho_{\text{DM}} = 0.0002 \text{ M}_{\odot}\text{pc}^{-3}$, $\sigma_{\text{DM}} = 150 \text{ km s}^{-1}$). A big mass distribution (like a satellite galaxy) would feel a small tidal energy contribution.

Still, one more scenario to consider is that of a cloud closer to the center of a galaxy Milky-Way type. In Figure 11, the dark matter parameters are fixed to fit the Milky Way’s dark matter halo at 2 kpc from its center ($\rho_{\text{DM}} = 0.04 \text{ M}_{\odot} \text{pc}^{-3}$, $\sigma_{\text{DM}} = 150 \text{ km s}^{-1}$), while the cloud dimensions are explored. Note that in this case, a large cloud complex of $a \sim 1 \text{ kpc}$ and $R \sim 2 \text{ pc}$ will have a tidal energy ($\sim 6\%$) that will slightly contribute to its collapse. This possibility suggests that a complex like the molecular ring in the Milky Way may be affected somehow by the tidal energy produced by the perturbation in the halo that the cloud complex imprints on it.

5. NUMERICAL SIMULATIONS OF CLOUD FORMATION WITHIN A DM HALO

Different studies support the idea that molecular clouds in the Milky Way are transient entities produced by compressions from large scale streams in the interstellar medium (Ballesteros-Paredes et al. 1999a,b; Hartmann et al. 2001; Vázquez-Semadeni et al. 2007; Heitsch & Hartmann 2008; Vázquez-Semadeni et al. 2010). On the other hand, in sections 4.1 and 4.2 we derived semi-analytical calculations which suggest that a dark matter well produced by the perturbation of a barionic distribution of mass can significantly add to its gravitational budget, and thus contribute to its collapse, if the right conditions are given. In order to test this scenario within a more realistic setting, we have performed a series of numerical experiments in which a dense cloud is formed by the collision of two streams of diffuse gas. The colliding gas cools down, becomes denser and collapses. While doing so, the collapsing cloud perturbs the locally homogeneous dark matter halo¹ in which it is

¹As the scale radii of the halos considered in these simulations are much greater than the size of the clouds, this is a good approximation.

embedded, producing a potential well. This will give an extra tidal energy contribution to the original cloud, which is expected to translate into a larger star formation activity. Given the differences between the semi-analytical and the numerical circumstances (initial conditions and treatment), we do not expect semi-analytical results to faithfully reflect the behavior of the gas and dark matter in the simulations; still, the gravitational feedback effect must appear in the simulations. This effect can be then estimated in the numerical experiments through the comparison of the cloud’s star formation efficiency with and without dark matter.

To perform the simulations, we use the Adaptive Refinement Tree (Kravtsov et al. 1997; Kravtsov 2003) code (ART), which employs an N -body algorithm to solve the gravitational interactions of the system. The chosen version of the code additionally solves gas hydrodynamics and can handle radiative cooling and star formation, as presented by Vázquez-Semadeni et al. (2010).

The initial conditions for the gas are taken from previous star formation simulations by Vázquez-Semadeni et al. (2010). We consider a 256 pc-per-side box filled with tenuous gas ($n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$) at a temperature of $T_0 = 5000 \text{ K}$, which represents a warm neutral hydrogen medium (molecular weight $\mu_0 = 1.27$). The gas has an initial turbulent velocity fluctuation distribution of magnitude $v_{\text{rms}} = 0.1 \text{ km s}^{-1}$ everywhere. On top of that, two gas streams moving towards each other along the x -axis are created by adding an initial velocity component of 7.5 km s^{-1} , to the material contained in two 112 pc long cylinders with radii of 64 pc, lying on each side of the box. Since the sound speed for the gas amounts to $c_s = 7.4 \text{ km s}^{-1}$, the flows are trans-sonic. Figure 12 shows a schematic representation of the two initial streams. The gas that comprises the streams constitutes less than 20% of the total mass in the box. The cloud evolution is followed during 40 Myr.

The local dark matter background is represented by particles that interact only

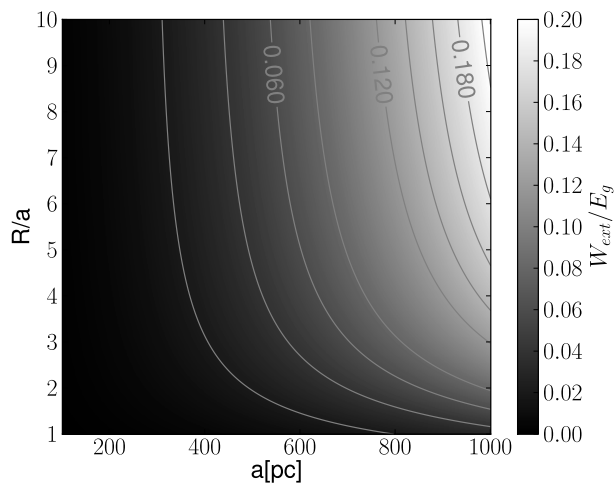


Fig. 11.— Same as in Fig. 10, but for a Milky Way dark matter halo at 2 kpc from its center ($\rho_{DM} = 0.04 M_{\odot}pc^{-3}$, $\sigma_{DM} = 150 \text{ km s}^{-1}$). In this case, a large cloud complex would suffer a tidal effect from the dark matter, compared to the previous case.

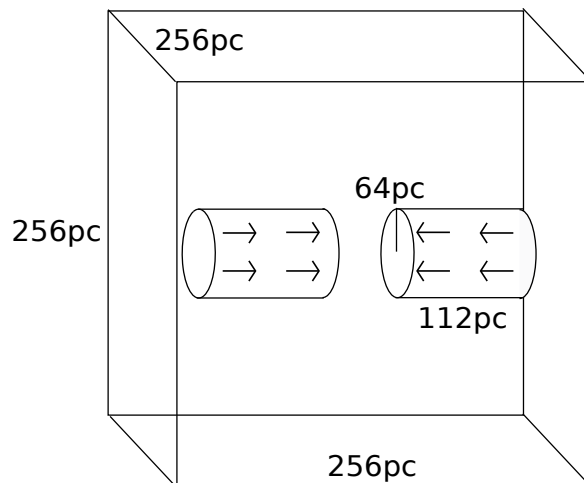


Fig. 12.— Schematic representation of the simulations initial conditions for the gas. Two cylindrical HI gas streams are setup to collapse with each other, generate molecular gas and form stars. Not to scale.

gravitationally, both with other dark matter particles and with the gas. Table 1 shows in the first and second column the values of the density ρ_{DM} and the velocity dispersion σ_{DM} , respectively, used in each simulation. These were calculated following the schemes described in section 6. In the third column, we show the typical mass of a halo (galaxy) associated with those ρ_{DM} and σ_{DM} values, given at the radius shown in the fourth column.

To decouple the effect of the dark matter background on the behavior of the gas from other effects, we need to study its evolution without a dark matter background. This reference run was taken from Vázquez-Semadeni et al. (2010) (SAF0, which stands for Small Amplitude Fluctuations without stellar feedback) and it has the same values of the gas parameters described above. These authors report the formation of a “central cloud” of irregular shape with a radius of the order of 10 pc, where star formation is concentrated. Although the physical configuration of the simulation differs from the one of the analytical case we studied previously, we believe it is a good test case for investigating the general effect: the promotion of a higher star formation rate.

We calculated the Star Formation Efficiency (SFE) as defined by, for example, Vázquez-Semadeni et al. (2010):

$$\text{SFE} = \frac{M_*}{M_* + M_{\text{gas}}}, \quad (34)$$

where M_* represents the mass contained in stars and M_{gas} accounts for the mass in the dense gas ($n \gtrsim 10^2 \text{ cm}^{-3}$), at any given moment during the evolution of the system. We also compute the relative difference between the SFE of any run with dark matter and the reference run (without it), at any given time, Δ ; that is,

$$\Delta = \frac{\text{SFE}_{\text{ref}} - \text{SFE}_{\text{run}}}{\text{SFE}_{\text{ref}}}. \quad (35)$$

Table 1. Variable parameters in the simulations

$\rho_{\text{DM}}[\text{M}_{\odot}\text{pc}^{-3}]$	$\sigma_{\text{DM}}[\text{km s}^{-1}]$	$\log(M_{\text{vir}}[\text{M}_{\odot}])$	$r[r_s]$	Linestyle in Fig. 13
0	0	(...) ^a	(...) ^a	solid
0.1	37	10	0.15	dashed
0.1	10	8	0.26	long-dashed
0.1	2	(...) ^b	(...) ^b	dash-dotted
0.1	1	(...) ^b	(...) ^b	dotted
0.17	3.16	7	0.13	dot-long dashed
0.24	3.16	7	0.1	short-log dashed

Note. — Dark matter density (ρ_{DM}) and vel. dispersion (σ_{DM}) are shown, as well as the mass of a galaxy (M_{vir}) whose characteristic NFW halo represents these values at the radius (r) given, when applicable.

^aReference run

^bThere are no realistic NFW dark matter halos with this characteristics

6. NUMERICAL RESULTS

As commented above, the collision of the streams in the simulations develops instabilities in the atomic gas which changes its phase and becomes molecular material with lower temperatures and higher densities; this new phase forms condensations that grow with time. As the shocked region increases its mass, the cloud starts contracting. The star formation starts at ~ 25 Myr after the beginning of the simulation, and has a rapid growth soon after. Around 10 Myr later, most of the gas in the simulation box has been transformed into stars and hence the SFE approaches its maximum possible value of 1 (see Fig. 13).

In Figure 13 we show the time evolution of the SFE (upper panels) and Δ (lower panels) for the different runs outlined in Table 1, as compared to the reference run, which is shown as a solid line in all panels. On the left side we present the runs with density $\rho_{\text{DM}} = 0.1M_{\odot}\text{pc}^{-3}$ and velocity dispersions $\sigma_{\text{DM}} = 37\text{ km s}^{-1}$ (dashed line) and $\sigma_{\text{DM}} = 10\text{ km s}^{-1}$ (long-dashed line). Aside from the initial fluctuations, these runs show no significant difference in the evolution of the SFE, as compared to the reference run (solid line). This behavior is consistent with the results predicted for $W_{\text{ext}}/E_{\text{grav}}$ by our semi-analytical approach (see Figs. 7, 8 and 9). As far as the SFE is concerned, these simulations proceeded as if the dark matter was not present. The central panel depicts two more runs with the same density ($\rho_{\text{DM}} = 0.1M_{\odot}\text{pc}^{-3}$) but with lower velocity dispersions: $\sigma_{\text{DM}} = 2\text{ km s}^{-1}$ (dash-dotted line) and $\sigma_{\text{DM}} = 1\text{ km s}^{-1}$ (dotted line). In this cases, there is a marked difference in the overall evolution of the SFE. The $\sigma_{\text{DM}} = 2\text{ km s}^{-1}$ run distinguishes from the previous ones in that its SFE is consistently higher than the one of the reference; there is a period of time in which it has an SFE a factor of two higher than the reference value. The dotted line in the same panel has an SFE that is systematically higher than all previous runs. It can clearly be seen that runs with lower dark matter velocity dispersions

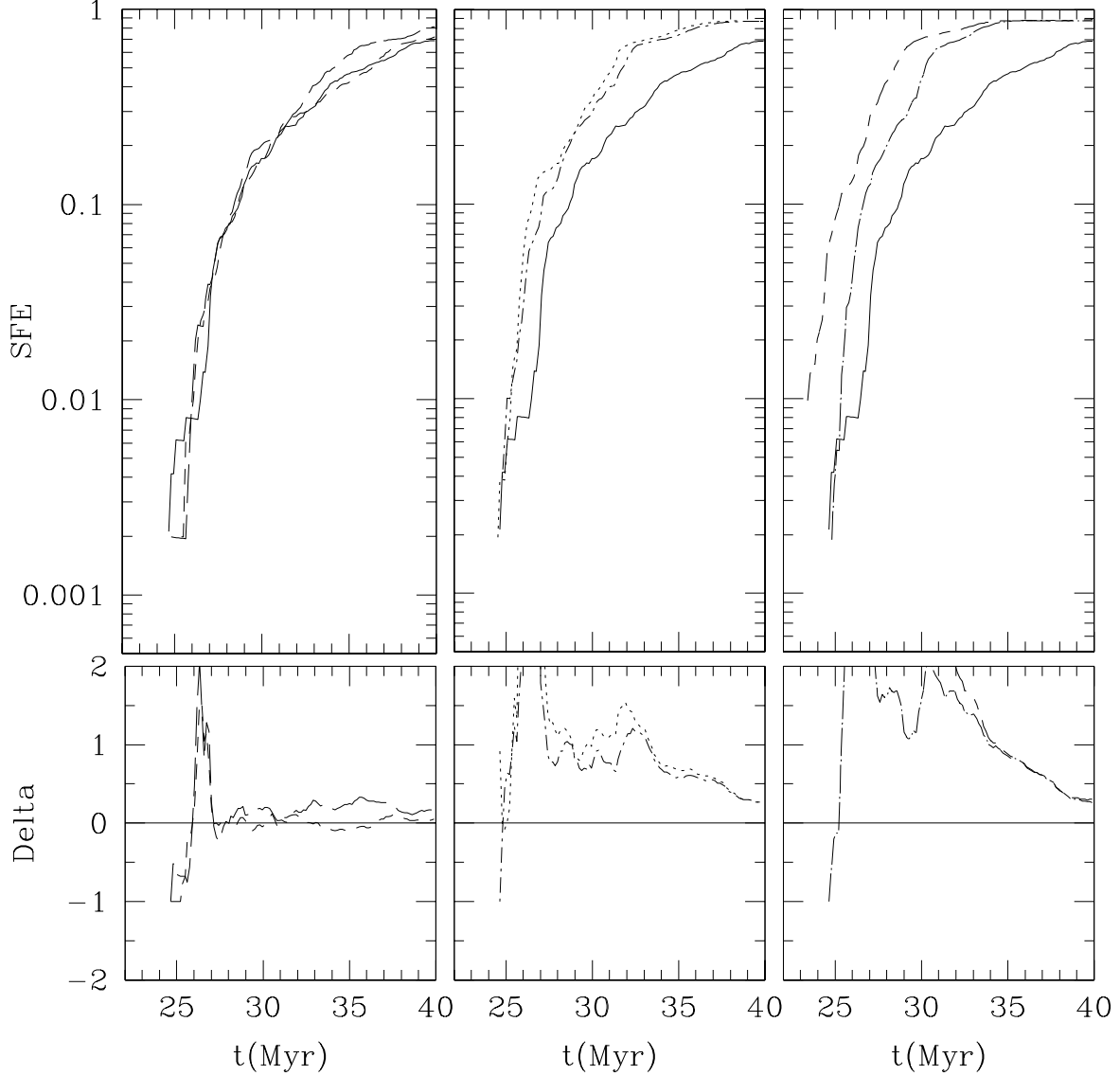


Fig. 13.— SFE and Δ values for the simulation runs described in Table 1. Reference run is displayed as the solid line in all three panels. The left panel compares high velocity dispersion DMBs ($\sigma_{\text{DM}} \geq 10 \text{ km s}^{-1}$) with the reference run. Both runs in this panel have a density of $\rho_{\text{DM}} = 0.1 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$: the dashed line shows the run with $\sigma_{\text{DM}} = 37 \text{ km s}^{-1}$, while the long-dashed line depicts the one with $\sigma_{\text{DM}} = 10 \text{ km s}^{-1}$. In these panel, no significant difference is found from the reference run, as analytically predicted. The central panel shows two more runs with the same density ($\rho_{\text{DM}} = 0.1 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$) but smaller velocity dispersions: $\sigma_{\text{DM}} = 2 \text{ km s}^{-1}$ (dash-dotted line) and $\sigma_{\text{DM}} = 1 \text{ km s}^{-1}$ (dotted line). These cases show a systematically higher SFE than the reference run, also as expected. Two more runs with higher densities are displayed on the right panel: $\rho_{\text{DM}} = 0.17 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, $\sigma_{\text{DM}} = 3.16 \text{ km s}^{-1}$ (dot-long dashed line) and $\rho_{\text{DM}} = 0.24 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, $\sigma_{\text{DM}} = 3.16 \text{ km s}^{-1}$ (short-long dashed line).

(density remaining constant) produce higher SFEs. As can be deduced from Figure 8, an important contribution is expected from the external gravitational potential towards the collapse of the cloud: a ratio W_{ext}/E_g in the range 0.3-0.8 for these cases. This translates into a significant enhancement of the star formation rate. The right panel, in the same Fig. 13, shows two other cases. These runs have both a higher density than those runs considered in the left and middle panels. One run has $\rho = 0.17\text{M}_\odot\text{pc}^{-3}$ (dot-long dashed line) and the other one $\rho = 0.24\text{M}_\odot\text{pc}^{-3}$ (short-long dashed line). They are simulated with the same velocity dispersion $\sigma_{\text{DM}} = 3.16 \text{ km s}^{-1}$. These models also show an enhanced SFE in comparison to the reference run, but here the contribution due to the DMB seems somewhat larger than the expected from the analytical predictions (see Figs. 7, 8 and 9). Such a deviation is, however, not surprising: the predicted external contribution comes from an ideal model that considers a spherical molecular cloud at rest, while the simulation contains more realistic conditions.

In summary, we see that the general behavior of the star formation efficiency in the simulations with dark matter agrees relatively well with the analytical forecast of the previous sections.

7. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

We investigated the effect that the gravitational contribution from dark matter, in the form of tidal energy, has on the energy balance of a molecular cloud and its evolution. On considering the large-scale dark matter halos, where galaxies are supposed to be immersed, we noticed that there is an important gravitational contribution only for clouds very near to the center of these halos, specially for low-density, small molecular clouds. The effect of this collapse-promoting force disappears very rapidly as the cloud location is moved away from the center. To our knowledge, this effect has not been studied before, perhaps in part

because clouds were not expected to be affected by the presence of the dark matter. In light of these results, these predictions can be applied to structures encountered in the central region of galaxies. In fact, Genzel et al. (1990) report on a series of observations regarding the rich gas structure in the inner 10 pc of the Milky Way, comprised of a couple giant molecular clouds, a circumnuclear disk and an HII region. These entities lie at the right position, are small and clumpy (averaging ~ 3 pc in diameter) and span a large range of densities (Vollmer, B. & Duschl, W. J. 2002). Such gas distributions can, according to our results, be feeling a great gravitational compression from the external medium, relative to their self-gravity. These results also suggest that the intense star formation activity found in the innermost regions of large galaxies (like ours) may have some contribution from tidal compression caused by the dark matter halo of the galaxy.

On the other hand, the local dark matter background permeating a molecular cloud is shown to be able to contribute to its star formation if the appropriate conditions are fulfilled. The high dark matter densities and low velocity dispersions, found in dwarf spheroidal galaxies, needed for the tidal energy to be important for the evolution of molecular clouds are not expected in galaxies where there is a significant amount of molecular gas; namely, spiral and irregular galaxies. Yet, small galaxies dominated by dark matter with a significant fraction of gas are not ruled out. Moreover, although the Solar Neighborhood does not meet the dark matter conditions where star formation would be greatly enhanced by its presence, we predict a small contribution for big clouds.

This work has shown that despite the huge difference between the length scales of molecular clouds and dark matter halos, the latter could influence the evolution of a star forming region. We show that this effect is negligible in our local environment, but that it can have possible applications in other environments, other locations or other galaxies. In summary, our study firmly suggests that the external dark matter gravitational contribution

should be considered, when analyzing the dynamical evolution of a molecular cloud, if the right conditions are fulfilled.

ACKNOWLEDGMENTS

We are grateful to A. Kravtsov for the numerical code used in our study. This work has received partial support from grants UNAM/DGAPA IN110409 to JBP. ASM acknowledges CONACyT master's degree grant. This work makes extensive use of the NASA-ADS database system.

REFERENCES

- Ballesteros-Paredes, J. 2006, *MNRAS*, 372, 443
- Ballesteros-Paredes, J., Gómez, G. C., Loinard, L., Torres, R. M., & Pichardo, B. 2009a, *MNRAS*, 395, L81
- Ballesteros-Paredes, J., Gómez, G. C., Pichardo, B., & Vázquez-Semadeni, E. 2009b, *MNRAS*, 393, 1563
- Ballesteros-Paredes, J., Hartmann, L., & Vázquez-Semadeni, E. 1999a, *ApJ*, 527, 285
- Ballesteros-Paredes, J., Hartmann, L. W., Vázquez-Semadeni, E., Heitsch, F., & Zamora-Avilés, M. A. 2011a, *MNRAS*, 411, 65
- Ballesteros-Paredes, J., Klessen, R. S., Mac Low, M.-M., Vazquez-Semadeni, E. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. V. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 63
- Ballesteros-Paredes, J., Vázquez-Semadeni, E., & Scalo, J. 1999b, *ApJ*, 515, 286
- Ballesteros-Paredes, J., Vázquez-Semadeni, E., Gazol, A. et al. 2011b, *MNRAS*, 416, 1436
- Battaglia, G., Helmi, A., Morrison et al. 2005, *MNRAS*, 364, 433
- Bullock, J. S., Kolatt, T. S., Sigad, Y. et al. 2001, *MNRAS*, 321, 559
- Burkert, A., & Hartmann, L. 2004, *ApJ*, 616, 288
- Combes, F. 1991, *ARAA*, 29, 195
- Gavazzi, R., Fort, B., Mellier, Y., Pelló, R., & Dantel-Fort, M. 2003, *A&A*, 403, 11
- Genzel, R., Stacey, G. J., Harris, A. I. et al. 1990, *ApJ*, 356, 160

- Gómez, G. C., Vázquez-Semadeni, E., Shadmehri, M., & Ballesteros-Paredes, J. 2007, *ApJ*, 669, 1042
- Hartmann, L., Ballesteros-Paredes, J., & Bergin, E. A. 2001, *ApJ*, 562, 852
- Heitsch, F., & Hartmann, L. 2008, *ApJ*, 689, 290
- Hernandez, X., & Lee, W. H. 2008, *MNRAS*, 387, 1727
- Kravtsov, A. V. 2003, *ApJL*, 590, L1
- Kravtsov, A. V., Klypin, A. A., & Khokhlov, A. M. 1997, *ApJS*, 111, 73
- Lokas, Ewa L. & Mamon, Gary A. 2001, *MNRAS*, 321, 155
- McKee, C. F., & Zweibel, E. G. 1992, *ApJ*, 399, 551
- Myers, P. C., & Goodman, A. A. 1988a, *ApJL*, 326, L27
- Myers, P. C., & Goodman, A. A. 1988b, *ApJ*, 329, 392
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *ApJ*, 462, 563
- Shu, F. H. 1992, *The Physics of astrophysics. Volume II: Gas dynamics*, University Science Books, Chapter 24
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARAA*, 25, 23
- Vázquez-Semadeni, E. 2010, *ASPC*, 48, 83
- Vázquez-Semadeni, E., Colín, P., Gómez, G. C., Ballesteros-Paredes, J., & Watson, A. W. 2010, *ApJ*, 715, 1302
- Vázquez-Semadeni, E., Gómez, G. C., Jappsen, A. K. et al. 2007, *ApJ*, 657, 870
- Vollmer, B., Duschl, W. J. 2002, *A&A*, 388, 128

Capítulo 4

CONCLUSIONES

A lo largo de la presente tesis se desarrolló la idea de considerar la influencia gravitacional que el entorno de una nube molecular puede llegar a tener en la evolución de esta última, en el marco del escenario rápido de formación estelar. Tal propuesta fue aplicada a dos contextos distintos, ambos referentes al estudio de la evolución de nubes moleculares y su condición dinámica de colapso.

Por un lado, se analizó el efecto que tiene la aplicación del Modelo de Visión Multiescala y un posterior análisis de Jeans a mapas de extinción sintéticos de nubes moleculares con respecto a las predicciones que pueden obtenerse sobre su estado dinámico y su subsecuente formación estelar. Al respecto, las siguientes conclusiones se extraen del estudio:

- Al aplicar el Modelo de Visión Multiescala a un mapa de extinción de una región molecular, se remueve de la imagen parte del material que conforma a los núcleos densos, o que eventualmente será acretado por los mismos. La remoción de dicho material ocasiona que las masas de los núcleos aparezcan disminuidas, en promedio, a sólo un 30-40 % de el valor que presentan cuando no se aplica el MVM. Consecuentemente, los radios de los núcleos densos de los mapas que reciben el tratamiento de óndula disminuyen a la mitad de aquellos obtenidos en las imágenes sin él. Tales propiedades obtenidas para los núcleos densos son cruciales para determinar su estado dinámico.
- Al respecto, se encuentra que hay un 30 % más de núcleos densos inestables, según el criterio de masa de Jeans, en los mapas de extinción sin procesamiento MVM que en sus contrapartes que sí son procesadas. Este resultado indudablemente deja ver que las predicciones sobre la futura formación estelar de la nube molecular son muy distintas en cada caso, con lo que se demuestra que el tratamiento de un mapa de extinción con el MVM puede alterar las conclusiones que se obtienen sobre su futuro evolutivo, al menospreciar la contribución del entorno en que se encuentran.
- En el mismo contexto, se prueba que las predicciones que arroja el análisis de Jeans tras la aplicación del MVM a un mapa de extinción no son consistentes a lo largo del tiempo de la simulación, en la que la nube y sus núcleos densos evolucionan conforme al escenario rápido de formación estelar: núcleos que a tiempos tempranos aparecen gravitacionalmente estables, presentan condiciones de colapso gravitacional a tiempos posteriores.

- La acreción de masa del entorno por parte de los núcleos densos se hace evidente al mostrar que la masa en núcleos gravitacionalmente inestables crece con el tiempo de la simulación. Además, los mapas tratados con el MVM muestran apenas la mitad de la masa inestable que sus contrapartes originales, sugiriendo de nuevo que en un escenario donde dichos entes se encuentran en formación, no debe ignorarse su entorno como un agente importante para determinar su futuro colapso.

Como un segundo caso de estudio de la influencia del entorno en la evolución de una nube molecular, se propone que el halo de materia oscura en el que se encuentran inmersas las galaxias puede contribuir, mediante fuerzas de marea, a la contracción de las distribuciones de gas molecular presentes en ellas e incentivar su formación estelar. Aunque la materia oscura no había sido considerada como un agente relevante en la formación estelar, las siguientes conclusiones se derivan del estudio realizado:

- Se encuentra que nubes moleculares localizadas en los 10 pc centrales de una galaxia masiva ($M \geq 10^{11} M_{\odot}$) sienten una contracción gravitacional importante debida al halo de materia oscura de su galaxia huésped.
- Con base en el punto anterior, se encuentra que la rica estructura de gas molecular presente en el centro de la Vía Láctea está sintiendo una contribución de colapso ocasionada por la materia oscura y del mismo orden de magnitud que su auto-gravedad.
- En el mismo contexto, se especula que la intensa formación estelar encontrada en las regiones centrales de galaxias masivas pudieran tener una conexión con la influencia del entorno de materia oscura.
- Por otro lado, se muestra analíticamente cómo el fondo local de materia oscura puede contribuir al colapso y formación estelar de una nube molecular y se exploran las condiciones en que dicho fenómeno resulta de interés.
- Se encuentra que un ambiente de materia oscura denso y de baja dispersión de velocidades es capaz de contribuir al contenido energético de una nube molecular y promover su contracción. Tales predicciones se ponen a prueba mediante la medición de la eficiencia de formación estelar en simulaciones de la formación y evolución de nubes moleculares en entornos de materia oscura con distintas propiedades. Los resultados de las simulaciones van en la misma dirección que las predicciones analíticas y comprueban que el efecto es real.
- Si bien el efecto de marea de la materia oscura no parece relevante para la Vecindad Solar, se especula que de encontrarse nubes moleculares en galaxias poco masivas dominadas por materia oscura, éstas se encontrarían fuertemente empujadas al colapso gravitacional por el fondo local de materia oscura en que estarían inmersas.

Así, se exploran dos escenarios distintos en que la contribución gravitacional del entorno de las nubes moleculares puede jugar un papel importante en su evolución y en la formación estelar que presenten. El presente trabajo demuestra que la importancia de la contribución gravitacional externa no debe ser descartada sin antes verificar los distintos caminos mediante los cuales puede influir en la evolución de una nube molecular y en su formación estelar.

4.1. Conclusions

Along the present thesis, we have developed the idea of considering the gravitational influence that the environment of a molecular cloud can have on its evolution, within the framework of the *rapid* star formation scenario. This proposal was applied in two different contexts, both related to the evolution of molecular clouds and their dynamical condition.

On one hand, we analyzed the effect caused by the application of the Multiscale Vision Model, and a subsequent Jeans analysis, to synthetic extinction maps of molecular clouds, with respect to the predictions that can be obtained about their dynamical state and their subsequent star formation. In this topic, the following conclusions are extracted from the study:

- The application of the Multiscale Vision Model to an extinction map of a molecular region removes from the image part of the material that constitutes the dense cores, or that will eventually be accreted by them. The removal of such material causes the mass of the cores to appear diminished, in average, to only 30-40 % of the value they show when the Model is not applied. At the same time, the radii of the dense cores in the wavelet-processed maps decrease to only half of those obtained from the original maps. Such properties obtained for the dense cores are crucial to determine their dynamical state.
- In that respect, we find that there are 30 % more unstable dense cores, according to the Jeans criterion, in the extinction maps without the MVM processing than in their counterparts that were processed. This result undoubtedly points out that the predictions made about the future star formation of the molecular cloud are quite different in each case, which in turn proves that the MVM alters the conclusions that can be made about its evolutionary future, due to the underestimation of the contribution made by the environment in which they are located.
- In the same context, we prove that the predictions obtained from the Jeans analysis of an MVM-processed extinction map are not consistent along the duration of the simulation, in which the molecular cloud and its dense cores evolve according to the *rapid* star formation scenario: cores that appear to be gravitationally stable at early times show conditions signaling to gravitational collapse later on.
- The accretion of surrounding matter by the dense cores is made evident by showing that the mass of gravitationally unstable cores grows with time in the simulation. Furthermore, the MVM-treated maps present only half the unstable mass than their original counterparts; this fact suggests again that, in a scenario where the cores are forming and evolving, the environment should not be ignored as an important agent to determine their future collapse.

As a second case study of the influence of the environment in the evolution of a molecular cloud, we propose that the dark matter halo in which galaxies are embedded can contribute, through tidal forces, to the concentration of the molecular gas complexes in them and enhance their star formation. Although dark matter had not been considered a relevant agent in star formation, the following conclusions are derived from our study:

- We find that molecular clouds located within the central 10 pc of a massive galaxy ($M \geq 10^{11} M_{\odot}$) feel an important gravitational contracting force due to the dark matter halo of their host galaxy.

- Based on the previous point, we find that the rich molecular gas structure present in the center of the Milky Way is feeling a collapsing force caused by dark matter, which has the same order of magnitude as its own self-gravity.
- On the same context, we speculate that the intense star formation found in the central regions of massive galaxies could be due, in some part, to the influence of their dark matter environment.
- We analytically show how the the local dark matter background of a molecular cloud can contribute to its collapse and enhance its star formation. We explore the conditions in which this phenomena is relevant.
- We find that a dense and low velocity dispersion dark matter environment is able to contribute to the energy content of a molecular cloud and promote its contraction. Such a prediction is put to test through the measurement of the star formation efficiency in computer simulations of the formation and evolution of molecular clouds in dark matter environments with different properties. The results from these simulations point in the same direction as the analytical predictions and prove that the effect is real.
- Although the tidal effect caused by dark matter does not seem to be important for the Solar Neighborhood, we speculate that, were molecular clouds to be found in low mass galaxies dominated by dark matter, they would be strongly pushed towards gravitational collapse by the local dark matter background in which they would be immersed.

Thus, two distinct scenarios are explored in which the gravitational contribution from the environment of a molecular cloud can play an important role on its evolution and star formation capacity. The present work shows that the importance of the external gravitational contribution should not be discarded without careful consideration of the different ways in which it can influence the evolution of a molecular cloud and its star formation.

Bibliografía

- João F. Alves, M. Lombardi, and Charles J. Lada. The mass function of dense molecular cores and the origin of the imf. *A&A*, 462:L17, 2007.
- Javier Ballesteros-Paredes. Six myths on the virial theorem for interstellar clouds. *MNRAS*, 372:443, 2006.
- Javier Ballesteros-Paredes. Phd thesis. 1999.
- Javier Ballesteros-Paredes and Lee Hartmann. Remarks on rapid vs. slow star formation. *RevMexAA*, 43:123, 2007.
- Javier Ballesteros-Paredes, Lee Hartmann, and Enrique Vázquez-Semadeni. Turbulent flow-driven molecular cloud formation: A solution to the post-t tauri problem? *ApJ*, 527:285, 1999a.
- Javier Ballesteros-Paredes, Enrique Vázquez-Semadeni, and John Scalo. Clouds as turbulent density fluctuations: Implications for pressure confinement and spectral line data interpretation. *ApJ*, 515:286, 1999b.
- Javier Ballesteros-Paredes, Ralf S. Klessen, Mordecai M. Mac Low, and Enrique Vázquez-Semadeni. Molecular cloud turbulence and star formation. *Protostars and Planets*, V:63, 2007.
- Javier Ballesteros-Paredes, Gilberto C. Gómez, Laurent Loinard, Rosa M. Torres, and Bárbara Pichardo. Tidal forces as a regulator of star formation in taurus. *MNRAS*, 395:L81, 2009a.
- Javier Ballesteros-Paredes, Gilberto C. Gómez, Bárbara Pichardo, and E. Vázquez-Semadeni. On the gravitational content of molecular clouds and their cores. *MNRAS*, 393:1563, 2009b.
- L. Blitz and F. H. Shu. The origin and lifetime of giant molecular cloud complexes. *ApJ*, 238:148, 1980.
- Leo Blitz. Giant molecular clouds. *Protostars and Planets*, III:125, 1993.
- P. C. Clark and Ian A. Bonell. *MNRAS*, 361:2, 2005.
- R. S. Cohen, H.-I. Cong, T. M. Dame, and P. Thaddeus. Molecular clouds and galactic spiral structure. *ApJL*, 239:L53, 1980.
- R. Drimmel. Evidence for a two-armed spiral in the milky way. *A&A*, 358:L13, 2000.
- R. Estalella and Guillem Anglada. *Introducción a la Física del Medio Interestelar*. Edicions Universitat de Barcelona, 1999.

- Katia M. Ferrière. The interstellar environment of our galaxy. *Reviews of Modern Physics*, 73:1031, 2001.
- Roberto Galván-Madrid, Enrique Vázquez-Semadeni, Jongsoo Kim, and Javier Ballesteros-Paredes. Statistics of core lifetimes in numerical simulations of turbulent, magnetically supercritical molecular clouds. *ApJ*, 670:480, 2007.
- Gilberto C. Gómez, Enrique Vázquez-Semadeni, Mohsen Shadmehri, and Javier Ballesteros-Paredes. Formation and collapse of quiescent cloud cores induced by dynamic compressions. *ApJ*, 669:1042, 2007.
- Lee Hartmann. Flows, fragmentation, and star formation. i. low-mass stars in taurus. *ApJ*, 578:914, 2002.
- Lee Hartmann, Javier Ballesteros-Paredes, and A. Bergin, Edwin. Rapid formation of molecular clouds and stars in the solar neighborhood. *ApJ*, 562:852, 2001.
- Lee Hartmann, Javier Ballesteros-Paredes, and Fabian Heitsch. *MNRAS*, submitted, 2011.
- Fabian Heitsch and Lee Hartmann. Rapid molecular cloud and star formation: mechanisms and movies. *ApJ*, 689:290, 2008.
- Fabian Heitsch, Adrienne D. Slyz, Julien E. G. Devriendt, Lee W. Hartmann, and Andreas Burkert. Magnetized nonlinear thin-shell instability: Numerical studies in two dimensions. *ApJ*, 665:445, 2007.
- Fabian Heitsch, Javier Ballesteros-Paredes, and Lee Hartmann. Gravitational collapse and filament formation: Comparison with the pipe nebula. *ApJ*, 704:1735, 2009.
- Th. Henning, H. Linz, O. Krause, S. Ragan, H. Beuther, R. Launhardt, M. Nielbock, and T. Vasyunina. The seeds of star formation in the filamentary infrared-dark cloud g011.11-0.12. *A&A*, 518:L95, 2010.
- J. H. Jeans. The stability of a spherical nebula. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 199:1, 1902.
- R. D. Jeffries. Are there age spreads in star forming regions? *arXiv*, 1102.4752, 2011.
- A. V. Kravtsov. *ApJL*, 590:L1, 2003.
- A. V. Kravtsov, A. A. Klypin, and A. M. Khokhlov. *ApJS*, 111:73, 1997.
- Charles J. Lada, A. A. Muench, J. Rathborne, João F. Alves, and M. Lombardi. The nature of the dense core population in the pipe nebula: Thermal cores under pressure. *ApJ*, 672:410, 2008.
- M. Lombardi, J. Alves, and C. J. Lada. 2mass wide field extinction maps. i. the pipe nebula. *A&A*, 454:781, 2006.
- August A. Muench, Elizabeth A. Lada, Charles J. Lada, and Joao Alves. The luminosity and mass function of the trapezium cluster: From b stars to the deuterium-burning limit. *ApJ*, 573:366, 2002.
- J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White. *ApJ*, 462:563, 1996.

- Donald B. Percival and Andrew T. Walden. *Wavelet Methods for Time Series Analysis*. Cambridge University Press, first paperback edition, 2006.
- William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, and Brian P. Flannery. *Numerical recipes: The art of scientific computing*. Cambridge University Press, third edition, 2005.
- Carlos G. Román-Zúñiga, João F. Alves, Charles J. Lada, and Marco Lombardi. Deep near-infrared survey of the pipe nebula. ii. data, methods, and dust extinction maps. *ApJ*, 725:2232, 2010.
- Frédéric Rué and Albert Bijaoui. A multiscale vision model to analyse field astronomical images. *Experimental Astronomy*, 7:129, 1997.
- Norbert S. Schultz. *From Dust to Stars: Studies of the Formation and Early Evolution of Stars*. Springer, 2005.
- Frank H. Shu, Fred C. Adams, and Susana Lizano. Star formation in molecular clouds - observation and theory. *ARA&A*, 25:23, 1987.
- Rowan Smith, Simon Glover, Ian Bonnell, Paul Clark, and Ralf Klessen. A quantification of the non-spherical geometry and accretion of collapsing cores. *MNRAS*, 411:1354, 2011.
- Lyman Spitzer. *Physical processes in the interstellar medium*. New York Wiley-Interscience, 1978.
- J. L. Starck and F. Murtagh. *Astronomical Image and Data Analysis*. Springer Ed., second edition, 2006.
- Konstantinos Tassis and Telemachos Ch. Mouschovias. Ambipolar-diffusion timescale, star formation timescale, and the ages of molecular clouds: Is there a discrepancy? *ApJ*, 616:283, 2004.
- E. Vázquez-Semadeni, P. Colín, G. C. Gómez, J. Ballesteros-Paredes, and A. W. & Watson. *ApJ*, 715:1302, 2010.
- Enrique Vázquez-Semadeni, Gilberto C. Gómez, A. Katharina Jappsen, Javier Ballesteros-Paredes, Ricardo F. González, and Ralf S. Klessen. Molecular cloud evolution. ii. from cloud formation to the early stages of star formation in decaying conditions. *ApJ*, 657:870, 2007.
- J. P. Williams, Leo Blitz, and C.F. McKee. The structure and evolution of molecular clouds: from clumps to cores to the imf. *Protostars and Planets*, IV:97, 2000.
- Jonathan P. Williams and Christopher F. McKee. The galactic distribution of ob associations in molecular clouds. *ApJ*, 476:166, 1997.
- Jonathan P. Williams, Eugene J. de Geus, and Leo Blitz. Determining structure in molecular clouds. *ApJ*, 428:693, 1994.