



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN
ASTROFÍSICA

Instituto de Radioastronomía y Astrofísica

**DINÁMICA DE LAS NUBES
MOLECULARES A TRAVÉS DE LA
CINEMÁTICA DE SUS ESTRELLAS**

PARA OPTAR POR EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:

ANDREA BONILLA BARROSO

TUTOR:

DR. JAVIER BALLESTEROS PAREDES

IRYA

CIUDAD DE MÉXICO, ENERO DE 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Dedicatoria

A mi abuela.
Un amor.

Índice general

Capítulos	Página
Resumen	vii
1. Introducción	1
1.1. Nubes moleculares	1
1.2. Colapso gravitacional y criterio de Jeans	2
1.3. Modelos dinámicos de nubes moleculares: turbulentos/gravitacionales	4
1.4. Objetivo	5
2. Metodología	9
2.1. Medidas de rotación y expansión.	9
2.2. Muestra de datos	11
2.2.1. Simulaciones Numéricas	11
2.3. Medidas de rotación y expansión para datos de simulaciones numéricas	12
2.4. Incertidumbres	20
3. Resultados	21
3.1. Datos directos de la simulación	21
3.1.1. Simulaciones Caso 1 y Caso 2.	22
3.1.2. Simulación Caso 3.	24
3.2. Datos transformados	31
3.2.1. Simulaciones Casos 1 y 2.	32
4. Discusión	39
5. Conclusiones	43
A. Teorema del virial	45

Resumen

En este trabajo presentamos un método para describir los movimientos internos de las nubes moleculares, a partir de la cinemática de sus estrellas[9].

Las nubes moleculares son las regiones más densas y frías del medio interestelar. Las primeras observaciones de gas molecular en las nubes moleculares con formación estelar fueron realizadas en 1970 por Wilson et al.[45]. Estas observaciones mostraron que las líneas de CO exhibían anchos de línea supersónicos. Cuatro años más tarde, Goldreich & Kwan (1974)[16] propusieron que estos anchos supersónicos eran producto del colapso a gran escala de las nubes moleculares. Por otro lado, Zuckerman & Evans (1974)[46] argumentaron que si las nubes moleculares estuvieran en caída libre, entonces las tasas de formación estelar en la Galaxia serían muy altas, y por tanto se agotaría rápidamente su contenido de gas. En su lugar, estos autores propusieron que los anchos supersónicos en los perfiles del línea eran originados por turbulencia supersónica a pequeña escala, de tal manera que la presión hidrodinámica de los movimientos turbulentos puede realizar un trabajo similar al de la presión térmica en contra del colapso gravitacional, evitando así el colapso global.

Trabajos como los de Vázquez-Semadeni et al. (2007)[44] , Heitsch & Hartmann (2008)[22], Ballesteros-Paredes et al. (2011)[8] apoyaron el modelo de Goldreich & Kwan, y recientemente trabajos de Ibáñez-Mejía et al. (2016)[26], Seifried et al. (2018)[38], refuerzan la idea. Por otro lado, otros grupos apoyan la idea de que la turbulencia juega un papel importante en la estructura y dinámica de las nubes moleculares, como se puede ver en los trabajos de Padoan et al. (2016)[35], Burkhart (2016)[11], etc.

El objetivo de este proyecto es conocer el estado dinámico de las nubes moleculares a través de la cinemática de sus estrellas, con el fin de saber si la nube molecular esta en estado de colapso global, o en su lugar, se encuentra soportada globalmente por movimientos turbulentos. De esta forma, si las estrellas recién formadas no han tenido el tiempo suficiente para interactuar dinámicamente entre sí, se podría esperar que los movimientos de las estrellas reflejen el movimiento del gas en el que nacieron.

Para estudiar esto se creó un código en lenguaje de programación Python donde, dadas ciertas características físicas de las estrellas, se puede describir el comportamiento dinámico de las nubes moleculares. Este código se puso a prueba usando observaciones sintéticas de simulaciones numéricas de nubes moleculares con formación estelar presentadas previamente por Ballesteros-Paredes et al. (2015)[9], Kuznetsova et al. (2015)[31] y Zamora-Avilés et. al (en prep).

Se definieron las medidas de rotación y expansión, a partir de las cuales, dados los movimientos relativos de las estrellas con respecto al centro de masa del sistema, se describe el comportamiento global de la nube molecular. Rivera et. al (2015)[37] definen las medidas de rotación y expansión

como:

$$MR = \overline{\hat{r}_* \times \delta v_*}$$
$$ME = \overline{\hat{r}_* \cdot \delta v_*}.$$

donde \hat{r}_* corresponde al vector unitario asociado a cada vector de posición $r_*^{\vec{}}$ y δv_* es la velocidad de cada estrella, ambos relativos al centro de masa del cúmulo. El signo en la medida de expansión y en la medida de rotación indica la dirección preferente de movimiento de las estrellas: en la medida de expansión, si el signo es negativo, entonces se tiene una nube en colapso, mientras que un signo positivo se refiere a una nube en expansión. En la medida de rotación, el signo positivo indica una rotación en sentido de la agujas de un reloj, y un signo negativo se refiere una rotación con dirección contraria a las agujas de un reloj.

Finalmente, para estimar las medidas de expansión y rotación, se supuso que las simulaciones se encontraban a una distancia d con respecto al observador, en una dirección α, δ del cielo, y se realizaron las transformaciones necesarias para expresar las posiciones y velocidades de las estrellas simuladas con respecto al centro de masa de la nube.

Entre los escenarios analizados, se varió el número de estrellas observadas, representando posibles variaciones de la extinción. También se analizó el caso en donde se tenían incertidumbres muy altas en las posiciones y velocidades de las estrellas (representando datos de una observación limitada).

En general, se encontró que las medidas de expansión y rotación describen de forma efectiva el movimiento sistemático de la nube molecular. Ahora, se espera aplicar este método a la última liberación de datos del catálogo de Gaia.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Nubes moleculares

Las nubes moleculares son las regiones más densas y frías del medio interestelar. El estudio de las nubes moleculares es de gran importancia, ya que éstas constituyen uno de los principales componentes del medio interestelar. En las nubes moleculares, el gas, en su mayoría hidrógeno, se encuentra casi en su totalidad en forma molecular, en comparación con otras regiones difusas del medio interestelar, donde el hidrógeno se encuentra en forma atómica o ionizada. Dentro de las nubes moleculares ocurre la formación estelar. Esta se origina debido al colapso gravitatorio de las regiones más densas de la nube.

Las nubes moleculares presentan un amplio rango de tamaños: los glóbulos de Bok son nubes de polvo y gas interestelar que destacan sobre un fondo de estrellas, pueden llegar a ser tan pequeños como un pársec (como por ejemplo B68), con masas del orden de $1 M_{\odot}$ (Alves et al. 2001[1]). Por otro lado, existen nubes moleculares gigantes, con tamaños de decenas de pársecs y masas del orden de $10^{5-6} M_{\odot}$, como Orión (con una masa $2 \times 10^5 M_{\odot}$ y un tamaño de ~ 50 pc), o la nube de Maddalena (masa de $1 \times 10^6 M_{\odot}$ y un tamaño similar a la nube de Orión; Maddalena & Thaddeus 1985[34]). También existen nubes con tamaños de pocas decenas de pársecs y con masas del orden de $10^4 M_{\odot}$, como Ofiuco ($10^4 M_{\odot}$, ~ 10 pc; Ridge et al. 2006[36]), Tauro ($2.6 \times 10^4 M_{\odot}$, 30 pc; Heyer et al. 2009[24]), o Perseo ($7 \times 10^4 M_{\odot}$, 30 pc; Ridge et al. 2006[36]).

Aún no resulta claro cómo medir los tiempos de vida de las nubes moleculares. Si bien se cree que el tiempo de vida de las nubes moleculares es $\sim 3 \times 10^7$ años (Blitz & Shu(1980)[10]), existen estudios donde se muestra que podría tratarse de tiempos de vida más cortos, del orden de 5-10 Myr (Ballesteros-Paredes et al.(1999)[3]; Ballesteros-Paredes & Hartmann(2007)[6]; Jeffreson & Kruijssen(2018)[28]).

Finalmente, pese a que la molécula de H_2 es el componente fundamental de las nubes moleculares, resulta poco apropiada para su estudio directo, ya que su momento dipolar es cero, es decir, no tiene transiciones rotacionales detectables, las cuales son de baja energía y por ende, detectables en radiofrecuencias. La molécula de CO ha sido utilizada como trazador del gas molecular, debido a que es la molécula más abundante después de la de H_2 , y presenta transiciones rotacionales que son observables en ondas milimétricas y de radio.

1.2. Colapso gravitacional y criterio de Jeans

El criterio de Jeans permite conocer las condiciones necesarias para que una nube molecular se vuelva inestable y comience a colapsar.

Asumiendo que se tiene una nube esférica con densidad uniforme y masa constante, la energía potencial gravitacional de la nube es:

$$\mathcal{W} \simeq -\frac{3}{5} \frac{GM_c^2}{R_c}$$

donde M_c y R_c corresponden a la masa y radio de la nube, respectivamente. Por otro lado, la energía térmica de la nube es:

$$\mathcal{U} = \frac{3}{2} NkT$$

donde $k = 1.38 \times 10^{-16}$ erg K⁻¹ es la constante de Boltzmann, T la temperatura de la región y N es el número total de partículas. Además:

$$N = \frac{M_c}{\mu m_H}$$

donde μ es la masa promedio en unidades de m_H de la partícula y m_H es la masa del hidrógeno.

De acuerdo al teorema del virial (Apéndice A), suponiendo que la temperatura de la nube permanece constante y suponiendo que la presión externa es pequeña en comparación con la energía interna e ignorando la contribución del campo magnético, se tiene una configuración de equilibrio cuando la energía térmica es capaz de contrarrestar la energía gravitacional, es decir :

$$2 \mathcal{U} = | \mathcal{W} |$$

Por otra parte, fuera de equilibrio, se tienen dos posibles situaciones: por un lado, si el doble de la energía térmica excede el valor absoluto de la energía potencial gravitacional ($2 \mathcal{U} > | \mathcal{W} |$), la fuerza debida al gradiente de presión del gas será mayor que la fuerza de gravedad y entonces la nube se expandirá. Si en cambio, si la energía térmica es muy baja ($2 \mathcal{U} < | \mathcal{W} |$), entonces la nube colapsará. La condición para que ocurra el colapso es entonces:

$$2 \left(\frac{3M_c kT}{2\mu m_H} \right) < \frac{3}{5} \frac{GM_c^2}{R_c} \quad (1.1)$$

Si se expresa el radio en términos de la densidad de masa ρ_0 ($\rho_0 = 3M_c/4\pi R_c^3$), la cual se ha supuesto uniforme a lo largo de la nube, se obtiene la masa mínima necesaria para iniciar el colapso espontáneo de la nube:

$$M_c > M_J$$

Esta condición se conoce como el criterio de Jeans. M_J se denomina la masa de Jeans, la cual se expresa por la siguiente ecuación:

$$M_J \simeq \left(\frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

El criterio de Jeans también puede expresarse en función del radio de la nube. Despejando R_c de la ecuación (1.1):

$$R_c < \frac{3G\mu m_H M_c}{15kT}$$

y recordando que:

$$M_c = \rho_0 \frac{4}{3}\pi R_c^3$$

se obtiene que:

$$R_c > \left(\frac{15kT}{4\pi G\mu m_H \rho_0} \right)^{1/2}$$

es decir:

$$R_c > R_J \tag{1.3}$$

donde:

$$R_J = \left(\frac{15kT}{4\pi G\mu m_H \rho_0} \right)^{1/2} \tag{1.4}$$

R_J se conoce como el radio de Jeans y es el radio mínimo necesario para que una nube, de densidad ρ_0 , colapse.

El tiempo característico en el que una nube molecular colapsaría debido a su propia gravedad, se conoce como tiempo de caída libre. Para derivar este tiempo, se considera la aceleración generada debido al colapso:

$$|\ddot{r}| \approx \frac{R}{\tau_{\text{ff}}^2}$$

donde R es el radio aproximado de la nube y τ_{ff} es el tiempo de caída libre. Despejando τ_{ff} :

$$\tau_{\text{ff}} \approx \sqrt{\frac{R}{|\ddot{r}|}}$$

Como $-\ddot{r} = g \approx GM/R^2$, la ecuación anterior toma la forma:

$$\tau_{\text{ff}} \approx \sqrt{\frac{R^3}{GM}}$$

Finalmente, sustituyendo el valor de la densidad promedio:

$$\bar{\rho} \approx M/R^3$$

el tiempo de caída libre es aproximadamente igual a:

$$\tau_{\text{ff}} \approx \sqrt{\frac{1}{G\bar{\rho}}} \tag{1.5}$$

1.3. Modelos dinámicos de nubes moleculares: turbulentos/gravitacionales

Existen dos modelos dinámicos de nubes moleculares. Por un lado, los modelos de colapso, y por otro, los modelos de soporte turbulento. Ambos modelos se propusieron en 1974, poco después de las primeras observaciones de gas molecular en las nubes moleculares, las cuales mostraron que las líneas de CO exhibían anchos de línea supersónicos (Wilson et al.(1970)[45]). A fin de explicar estos anchos, Goldreich & Kwan (1974)[16], propusieron que los anchos supersónicos encontrados eran producto del colapso a gran escala de las nubes moleculares. Sin embargo, Zuckerman & Evans, (1974)[46], argumentaron que si las nubes moleculares estuvieran en caída libre, entonces las tasas de formación estelar en la Galaxia serían muy altas, y por tanto se agotaría rápidamente su contenido de gas. En su defecto, estos autores propusieron que los anchos supersónicos en los perfiles del línea eran originados por turbulencia supersónica a pequeña escala, de tal manera que la presión hidrodinámica de los movimientos turbulentos, $P_{turb} = \rho\delta v^2$, podía realizar un trabajo similar al de la presión térmica en contra del colapso gravitacional, evitando así el colapso global.

De hecho existen varias razones para considerar que la turbulencia juega un papel importante en la estructura y dinámica de las nubes moleculares:

1. El número de Reynolds, definido como la proporción entre las fuerzas de inercia y viscosidad:

$$Re \equiv \frac{UL}{\nu}$$

donde U es la velocidad típica del fluido, L es la longitud de escala característica del fluido y ν la viscosidad cinemática, es muy grande en sistemas astrofísicos. La viscosidad cinemática tiene unidades de longitud por velocidad, esto es:

$$\nu = v_T l$$

donde v_T es la velocidad aleatoria de las partículas, y l corresponde al camino libre medio. Cuando $U \sim v_T$ entonces:

$$Re \sim \frac{L}{l}.$$

Para el gas neutro, $l \sim 1\text{cm}$, y $L = 1\text{AU}$, entonces $Re \gg 1$, lo cual indica que el campo de velocidad debe ser fuertemente turbulento (Elmegreen & Scalo 2004[14]).

2. Las nubes muestran una estructura fractal, lo cual es característico de los fluidos turbulentos (Falgarone et al. 1991[15]).
3. Por otro lado, los anchos observados en las líneas espectrales indican que dicha turbulencia debe ser supersónica (Ballesteros-Paredes et al. 1999a[4]; Hopkins 2012[25]).

Por tanto, la turbulencia podría estar intrínsecamente relacionada con la estructura de las nubes moleculares. Sin embargo, la interpretación estándar de que la turbulencia supersónica puede evitar el colapso global de las nubes moleculares tiene varios problemas: la turbulencia consiste en una jerarquía de movimientos caóticos a lo largo de un amplio rango de escalas. Las mayores fluctuaciones de velocidad ocurren a escalas grandes. Esto significa que los movimientos inducidos por la turbulencia están lejos de ser movimientos de tipo térmico, isotrópicos a pequeña escala, capaces de proporcionar la presión interna necesaria para soportar el colapso en contra de la gravedad

(Ballesteros-Paredes(2006)[7]).

Por otra parte, se sabe que la turbulencia es un fenómeno disipativo. Por ello, para que ésta permanezca estable, se debe añadir energía turbulenta a la misma velocidad a la que se disipa a escalas más pequeñas. Si no se añade esta energía, entonces la turbulencia decae gradualmente en escalas de tiempo similares al tiempo dinámico de la nube (Mac Low et al.(1998)[32]; Stone et al.(1998)[42]; Mac Low(1999)[33]).

Se piensa que la energía turbulenta es inyectada principalmente por dos mecanismos: el primero es a través de inestabilidades hidrodinámicas que ocurren durante la etapa de formación de las nubes (Audit & Hennebelle(2005)[2]; Heitsch et al.(2000)[21]; Ballesteros-Paredes et al.(2007)[5]); el segundo es debido a la retroalimentación estelar, provocada por vientos, radiación de ionización (Ibáñez-Mejía et al.(2016)[26]) o explosiones de supernova (Seifried et al.(2018)[39]; Padoan et al.(2016)[35]).

Sin embargo, simulaciones numéricas de formación de nubes moleculares, sugieren que el nivel de turbulencia generado por varias inestabilidades es significativamente menor que el nivel típico observado en las nubes moleculares (Koyama & Inutsuka(2002)[30]; Heitsch et al.(2005)[20]; Audit & Hennebelle(2005)[2]; Vázquez-Semadeni et al.(2007)[43]). Por otro lado, con respecto a la retroalimentación estelar, simulaciones numéricas han mostrado que las nubes moleculares con una masa de $10^2 - 10^3 M_{\odot}$, son fácilmente destruidas por la radiación de fotoionización o por explosiones de supernovas de estrellas masivas, mientras que para nubes de alta masa, es difícil de evitar que colapsen (Seifried et al.(2018)[39]; Padoan et al.(2016)[35]; Colín et al.(2013)[12]). Por tanto, ninguno de los dos mecanismos parece reproducir las magnitudes observadas en los movimientos no térmicos de la nube.

Uno de los modelos más estudiados de formación de nubes moleculares sugiere que éstas se forman debido a compresiones a gran escala (Ballesteros-Paredes et al.(1999)[3]; Hartmann et al.(2001)[18]) del medio caliente, difuso y térmicamente biestable (Vázquez-Semadeni(2007)[44]; Heitsch & Hartmann (2008)[22]). Conforme estas nubes acumulan masa y se enfrían, se vuelven gravitacionalmente inestables. Esto provoca que la gravedad comience a dominar los movimientos dentro de la nube, aumentando la velocidad debido al colapso, y dando lugar a una equipartición de energía entre la gravedad y los movimientos no térmicos de colapso. Este modelo ha sido comparado con diferentes pruebas observacionales, demostrando que el colapso global de estructuras irregulares genera movimientos internos turbulentos y desordenados (Heitsch et al.(2009)[23]). Así, el ancho supersónico encontrado en los perfiles de línea podrían ser generados por movimientos inhomogéneos a gran escala, de origen gravitacional, más que por la turbulencia de la nube.

1.4. Objetivo

El objetivo de este proyecto es conocer el estado dinámico de las nubes moleculares a través de la cinemática de sus estrellas, con el fin de conocer si la nube molecular se encuentra en estado de colapso global, o en su lugar, se encuentra soportada globalmente por movimientos turbulentos.

De esta forma, si las estrellas recién formadas no han tenido el tiempo suficiente para interactuar dinámicamente entre sí, se podría esperar que sus movimientos reflejen el movimiento del gas en el que nacieron. Entonces, se tienen los siguientes escenarios:

1. Una nube que se encuentra en colapso (o expansión) debería mostrar estrellas cuyos movimientos se dirigen hacia un centro de colapso (o expansión)(Figura 1.1-a).

2. Una nube en la cual domine la rotación, debería mostrar estrellas rotando en una dirección preferencial (Figura 1.1-b).
3. Una nube con varios centros de colapso (o expansión) debería mostrar diversos grupos de estrellas colapsando (o expandiéndose) localmente hacia un centro de colapso (o expansión) (Figura 1.1-c).
4. Una nube en colapso (o expansión) global podría mostrar diversos grupos de estrellas colapsando (o expandiéndose) conjuntamente (Figura 1.1-d).
5. Una nube que no está en colapso, expansión o rotación, debería tener estrellas con movimientos desorganizados, sin una dirección preferencial (Figura 1.1-e).

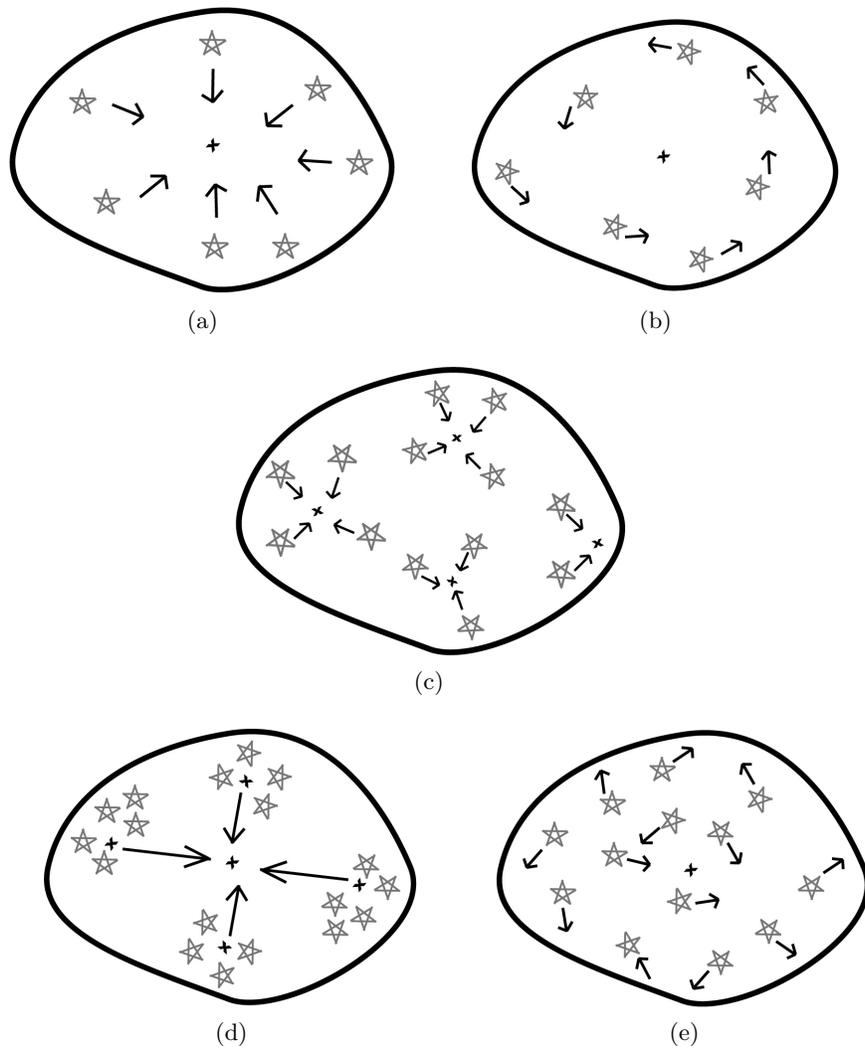


Figura 1.1: Posibles escenarios que muestran los movimientos cinemáticos de las estrellas en una nube molecular: (a)nube en colapso (o expansión), (b)nube en rotación, (c)nube con diversos grupos de estrellas en colapso (o expansión) local, (d) nube con diversos grupos de estrellas en colapso (o expansión) global, (e) nube sin colapso, ni expansión, ni rotación.

Para poder distinguir entre un escenario y otro, es necesario tener un parámetro que nos indique, de manera razonablemente objetiva, el estado cinemático de las estrellas. Se pondrá a prueba este parámetro con datos de simulaciones numéricas, donde estos datos “simularán” datos de una observación. Y se determinará la utilidad de dicho método para, en trabajos futuros, aplicar este método a datos observacionales reales, incluyendo datos del catálogo de Gaia¹, así como otros catálogos disponibles.

¹Gaia es una misión espacial de astrometría cuyo objetivo principal es crear el mapa tridimensional más preciso de nuestra Galaxia. La sonda espacial fue lanzada el 19 de diciembre del 2013 y tendrá una duración de cinco años. Gaia proporcionará posiciones y movimientos propios de estrellas hasta con magnitudes $G \approx 20$ mag, y velocidades radiales de estrellas con magnitudes de hasta $G \approx 16$ mag (<http://sci.esa.int/Gaia/>).

Capítulo 2

Metodología

Como se mencionó en el capítulo anterior, el objetivo de este trabajo es caracterizar el movimiento sistemático de las nubes moleculares a través de la cinemática de las estrellas. Para ello resulta necesario definir cantidades que permitan describir si las estrellas presentan algún tipo de movimiento, ya sea de rotación, expansión, contracción, o movimientos aleatorios. Ya que se desea aplicar estas cantidades a datos observacionales, primero se aplicarán a datos de simulaciones numéricas con el fin de observar qué tan confiables son estas mediciones. También se busca conocer cuándo la cinemática de las estrellas es representativa de la cinemática de la nube, la cual se conoce a priori debido a que son datos de simulaciones. De esta manera, esta tesis pretende caracterizar la cinemática de grupos estelares en las simulaciones para ver si es posible determinar la dinámica de las nubes donde nacieron. De ser confiable este resultado, el método podría aplicarse en un futuro a datos observacionales, a fin de determinar el estado dinámico de las nubes moleculares.

En el presente trabajo estudiaremos diferentes casos:

- a) Cuando se utilizan directamente los datos de la simulación con y sin incertidumbres en las posiciones y velocidades de las estrellas simuladas.
- b) Suponiendo que la simulación es nube que se encuentra a una distancia d del observador, en una dirección (α, δ) del cielo.
- c) Mismo caso que el inciso b), pero incluyendo diferentes valores de incertidumbres. De esta forma se observará a partir de qué valor en las incertidumbres, deja de ser confiable la medición.

2.1. Medidas de rotación y expansión.

Como vimos en el capítulo anterior, para poder caracterizar la dinámica de las nubes moleculares, se hará uso de la cinemática de las estrellas dentro de la nube, de tal forma que, conocidas las posiciones y velocidades de las estrellas, se pueda determinar si existe algún tipo de movimiento organizado. Para ello se definen las medidas de rotación y expansión, a partir de las cuales, dados los movimientos relativos de las estrellas con respecto al centro del sistema, se describe el comportamiento global de la nube molecular.

Las medidas de rotación y expansión se obtienen de la siguiente manera (Rivera et al.(2015)[37]): Si se tiene una nube que presenta expansión (o contracción), se espera que el vector de velocidad, de cada estrella, se encuentre aproximadamente alineado con su vector radial de posición (ver

Figura 2.1) . Por otro lado, si la nube se encuentra en rotación, entonces el vector de velocidad será perpendicular al vector radial de posición. De esta forma, al realizar el producto escalar o el producto cruz, del vector de posición con el vector de velocidad, se podrá conocer la cinemática de las estrellas: Si se tiene un caso donde dominen los movimientos expansivos (o de contracción), el producto escalar será mayor y positivo (o negativo) con respecto al producto cruz. Por otro lado, si domina la rotación, entonces el producto cruz será mayor en comparación al producto escalar.

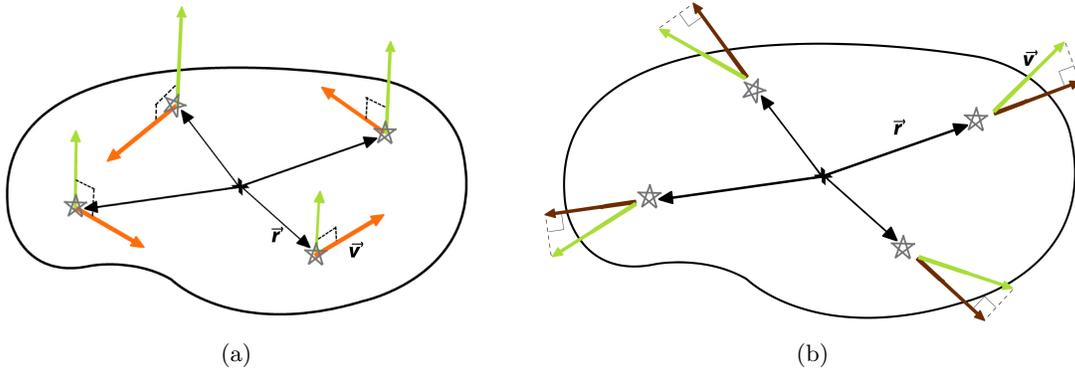


Figura 2.1: Imagen representativa sobre las medidas de rotación y expansión. En ambas imágenes, las flechas negras denotan el vector de posición de cada estrella con respecto al centro de masa del sistema. (a) Nube en rotación: El vector de velocidad (flecha naranja) es perpendicular al vector de posición de la estrella. Por tanto, al realizar el producto cruz del vector de posición por el vector de velocidad, se obtiene el plano sobre el cual rota la estrella (flecha verde). (b) Nube en expansión: el vector de velocidad (flecha verde) es aproximadamente paralelo al vector de posición de la estrella (flechas negras). La flecha café indica la proyección del vector de velocidad a lo largo del vector de posición.

A fin de cuantificar la posible rotación, expansión o contracción de una nube, Rivera et al.(2015)[37] definieron las medidas de rotación y expansión como:

$$MR = \overline{\hat{r}_* \times \mathbf{v}_*} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{r}_{*,i} \times \mathbf{v}_{*,i} \quad (2.1)$$

$$ME = \overline{\hat{r}_* \cdot \mathbf{v}_*} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{r}_{*,i} \cdot \mathbf{v}_{*,i} \quad (2.2)$$

donde \hat{r}_* corresponde al vector unitario asociado a cada vector de posición \vec{r}_* y \mathbf{v}_* es la velocidad de cada estrella, ambos relativos al centro de masa del cúmulo.

Nótese que las cantidades, MR y ME tienen unidades de velocidad (km/s), es decir, se obtiene una magnitud física que nos da información sobre la velocidad a la que se expande, contrae, o rota el sistema de estrellas y, presumiblemente también, la nube que dio origen al sistema. Finalmente, el signo en la medida de expansión indica la dirección de movimiento de las estrellas: si el signo es negativo, entonces se tiene una nube en colapso, mientras que un signo positivo se refiere a una nube en expansión.

2.2. Muestra de datos

2.2.1. Simulaciones Numéricas

Se estimaron las medidas de expansión y rotación para un conjunto de simulaciones numéricas, donde cada una de éstas representaba una nube molecular con diferentes condiciones iniciales (ver Tablas 2.1 y 2.2).

– Simulación Caso 1: Nube en colapso

La primera simulación fue elaborada por Ballesteros-Paredes et al.(2015)[9]. Las características principales de esta simulación se encuentran en la Tabla 2.1. La simulación representa el interior de una pequeña nube molecular de un tamaño aproximado de 1 pársec (pc, por su abreviación), sin rotación inicial y condiciones iniciales de un campo turbulento con un número de Mach $\mathcal{M}= 8$, donde el número de Mach (\mathcal{M}) se define como el cociente de la velocidad de flujo local (Δu) sobre la velocidad del sonido en el medio (C_s):

$$\mathcal{M} = \frac{\Delta u}{C_s}$$

Los autores utilizaron el código GADGET-2 de hidrodinámica de partículas suaves (SPH, por sus siglas en inglés) con autogravedad (Springel(2005)[41]) y con la creación de partículas sumidero (sink) jugando el papel de estrellas ó grupos de estrellas (Jappsen et al.(2005)[27]). No se incluyó retroalimentación estelar, por lo que la interacción de las partículas sumidero con el gas fue únicamente por medio de fuerzas gravitacionales. La simulación se realizó usando 6 millones de partículas, con una masa total $1000 M_\odot$, en una caja cúbica de 1 pc por lado, por lo que el tiempo de caída libre (ecuación 1.5) es de $t_{\text{ff}} \approx 0.25$ millones de años (de ahora en adelante Myr por su abreviación en inglés).

En la Figura 2.2 se muestran mapas de densidad columnar de la simulación, donde se observa que conforme ésta colapsa, las estrellas van cayendo hacia en centro de la nube molecular.

– Simulación Caso 2: Nube con rotación

La segunda simulación fue elaborada por Kuznetsova et al.(2015)[31]. Al igual que la simulación anterior, se utilizó un código de tipo SPH para simular un colapso frío de una nube molecular finita con formación estelar. La simulación contiene una masa de $2320 M_\odot$ y evoluciona en el orden de un tiempo de caída libre. Los autores se basaron en el modelo de Hartmann & Burkert (2007)[19], para crear una geometría elipsoidal inicialmente homogénea, la cual representa parte de una nube molecular que se encuentra en colapso. Inicialmente la nube tiene una rotación a lo largo del eje más elongado.

En la Figura 2.3 se muestran mapas de densidad columnar de la simulación a diferentes tiempos de evolución, donde se puede apreciar parte de la rotación que experimenta a lo largo del tiempo.

En la Tabla 2.1 se encuentran las características principales de esta simulación.

– Simulación Caso 3: Nubes moleculares gigantes

En este caso se analizaron un total de 24 simulaciones elaboradas por Zamora-Avilés et al.(en prep.). Todas las simulaciones inician con una nube esférica de masa de $M = 10^6 M_\odot$ y un radio de 30 pc. La densidad inicial es de $\rho \simeq 5.9 \times 10^{-22} \text{ g cm}^{-3}$, y la temperatura inicial

Tabla 2.1: Características principales del Caso 1 y Caso 2.

Simulación	Masa (M_{\odot})	Tamaño (pc^3)	\mathcal{M}	t_{ff} (Myr)	t_{final} (t_{ff})	\vec{B}	Rotación	Colapso	Retroalimentación
Caso 1	1000	$1 \times 1 \times 1$	8	0.25	1	No	No	Si	No
Caso 2	2320	$3 \times 2 \times 1$	8	0.85	0.9	No	Si	Si	No

es $T_0 \simeq 36$ K. La velocidad del sonido isotérmica es de $C_s = 0.36$ km s^{-1} , mientras que el tiempo de caída libre es $t_{\text{ff}} \simeq 2.72$ Myr. En todas las simulaciones se incluyó autogravedad, calentamiento, enfriamiento y formación estelar.

En la Tabla 2.2 se presentan las condiciones iniciales para este conjunto de simulaciones.

El campo de velocidad inicial es el mismo que en el Caso 1, y solo se reescala para tener turbulencia inicial con niveles de $\mathcal{M} = 8, 16$ y 32 .

El cizallamiento es un gradiente de velocidad generado por dos parcelas contiguas de gas, moviéndose hacia la misma dirección y con diferentes velocidades. Para reproducir el cizallamiento en la nube, los autores incluyeron un gradiente de velocidad Δv al inicio del campo de velocidad turbulenta, donde se utilizaron los valores de $\Delta v = 0.1, 0.3$ y 1.0 km s^{-1} pc^{-1} .

Por otra parte, para añadir rotación a la nube, se incluyó una componente de velocidad tangencial (Δv_{\perp}) alrededor del eje z con una velocidad angular constante ω . Igual que en el caso del cizallamiento, se utilizaron los valores de $\omega = 0.1, 0.3$ y 1.0 km s^{-1} pc^{-1} .

En la Figura 2.4 se muestra mapas de densidad columnar de la simulación de los diferentes números de Mach utilizados. Estos casos no se añadió ni cizallamiento ni rotación inicial.

Finalmente, para el caso de M16 se incluyeron modelos magnéticos. En este caso, la caja numérica fue permeada con un campo magnético uniforme a lo largo de la dirección x . Se consideraron los valores de $3, 6$ y 10 μG .

2.3. Medidas de rotación y expansión para datos de simulaciones numéricas

La simulación numérica nos da información sobre las posiciones (x_*, y_*, z_*) y velocidades (v_x, v_y, v_z) de las partículas sumidero (“estrellas”), así como de las posiciones de las partículas de gas (x_g, y_g, z_g) , a lo largo del tiempo.

Para obtener las medidas de rotación y expansión a partir de este conjunto de datos, es necesario encontrar, primero, la posición y velocidad del centro de masa del sistema. Se consideró que todas las estrellas poseían la misma masa, ya que frecuentemente no se tiene información detallada sobre la masa de las estrellas en regiones de formación estelar (ver, p. ej., Rivera et al.(2015)[37]).

La posición del centro de masa se obtiene mediante la expresión:

$$\vec{r}_{CM} = \frac{\sum_{i=1}^N m_i \vec{r}_i}{\sum_{i=1}^N m_i} \quad (2.3)$$

derivando con respecto del tiempo la ecuación anterior, se obtiene la velocidad del centro de masa.

Tabla 2.2: Características principales para el Caso 3: Nubes Moleculares Gigantes

Nombre del modelo	Condiciones iniciales				
	Número de Mach M_{rms}	Cizallamiento ($\text{km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$)	Rotación ($\text{km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$)	$ B_0 $ (μG)	Tamaño (pc)
M8	8	0	0	0	70
M8-S0.1	8	0.1	0	0	70
M8-S0.3	8	0.3	0	0	70
M8-S1.0	8	1.0	0	0	140
M8-R0.1	8	0	0.1	0	70
M8-R0.3	8	0	0.3	0	70
M8-R1.0	8	0	1.0	0	140
M16	16	0	0	0	70
M16-S0.1	16	0.1	0	0	70
M16-S0.3	16	0.3	0	0	70
M16-S1.0	16	1.0	0	0	140
M16-R0.1	16	0	0.1	0	70
M16-R0.3	16	0	0.3	0	70
M16-R1.0	16	0	1.0	0	140
M16-B3	16	0	0	3	70
M16-B6	16	0	0	6	70
M16-B10	16	0	0	10	70
M32	32	0	0	0	140
M32-S0.1	32	0.1	0	0	140
M32-S0.3	32	0.3	0	0	140
M32-S1.0	32	1.0	0	0	140
M32-R0.1	32	0	0.1	0	140
M32-R0.3	32	0	0.3	0	140
M32-R1.0	32	0	1.0	0	140

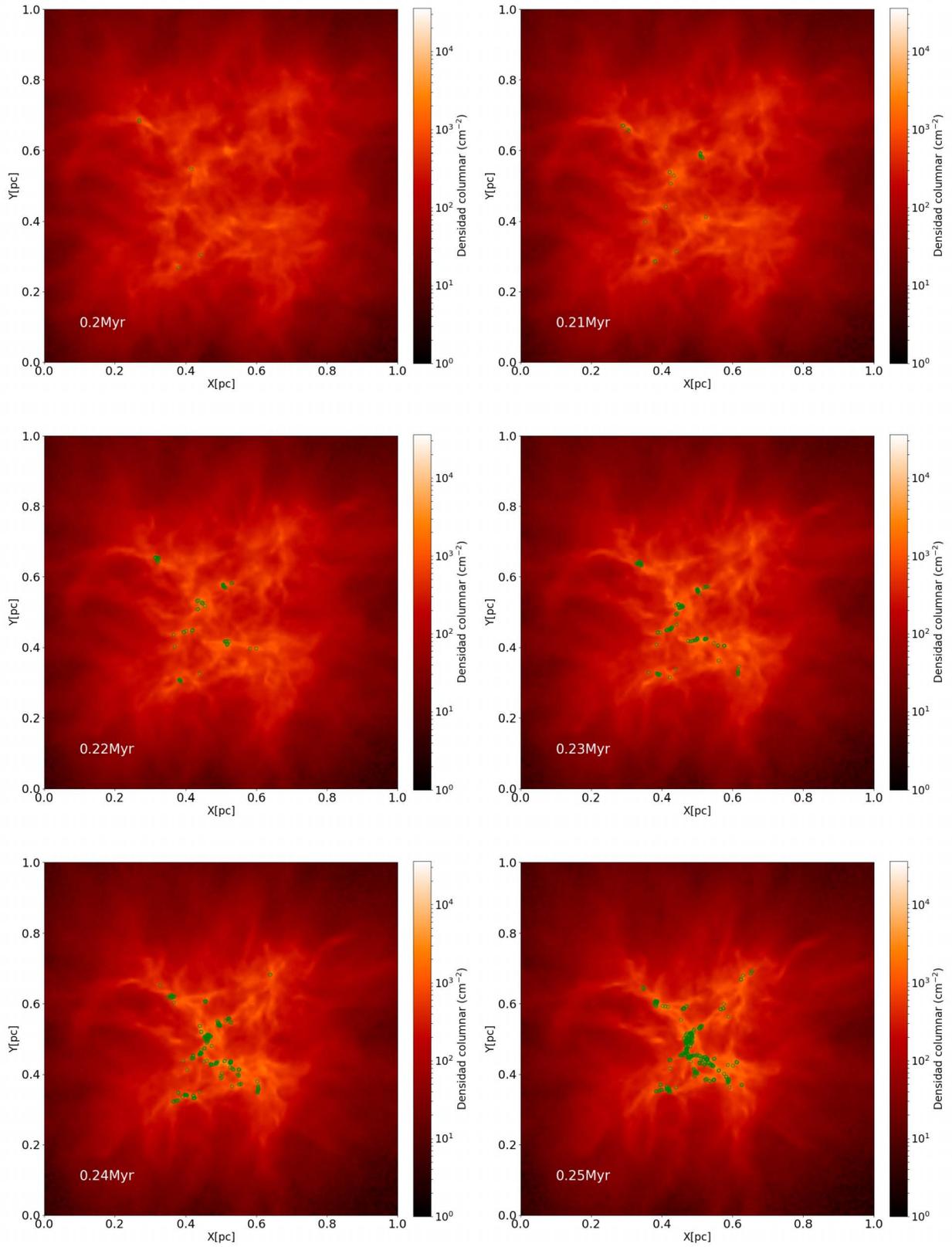


Figura 2.2: Simulación numérica realizada por Ballesteros-Paredes et al.(2015)[9].

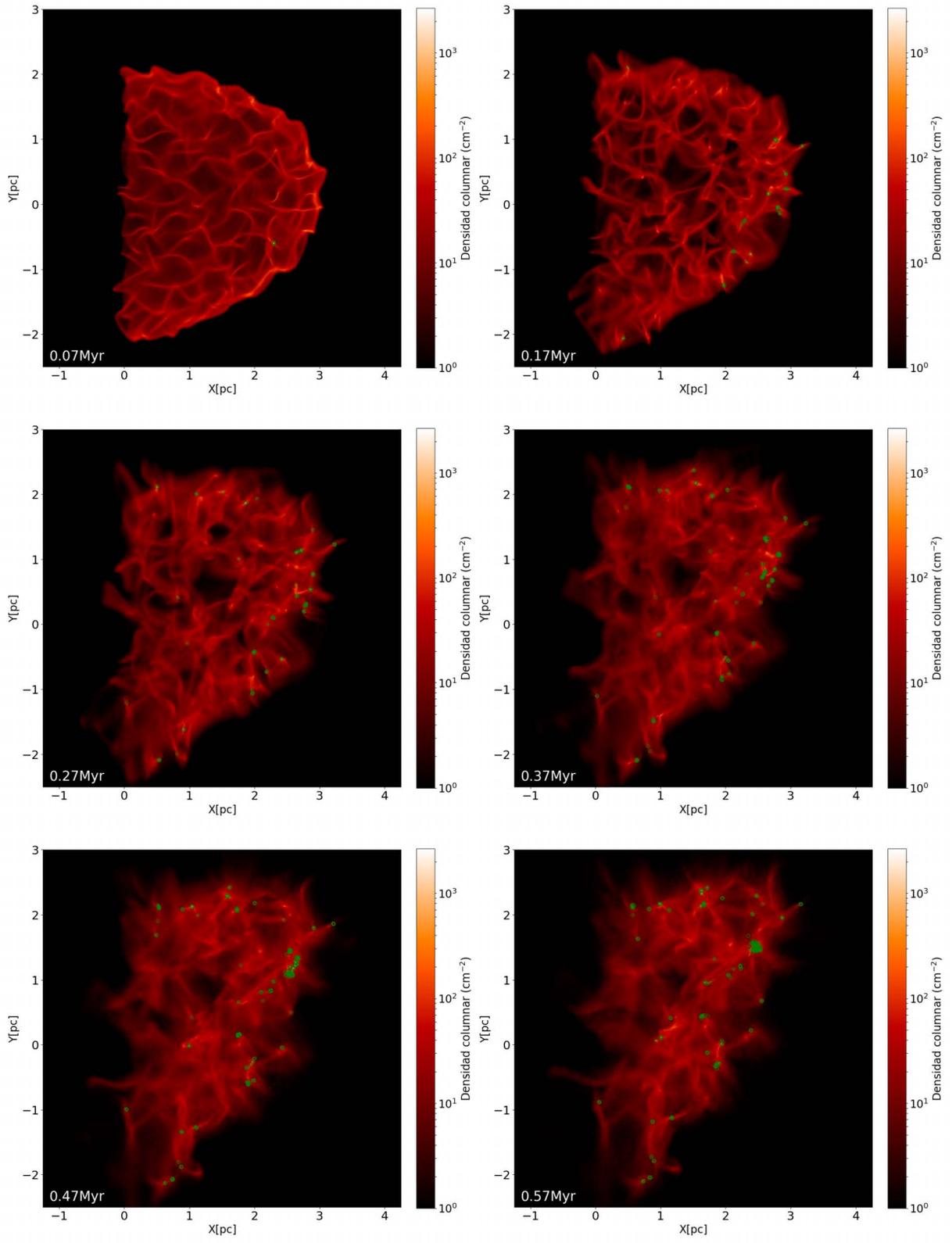


Figura 2.3: Simulación numérica realizada por Kuznetsova et al.(2015)[31].

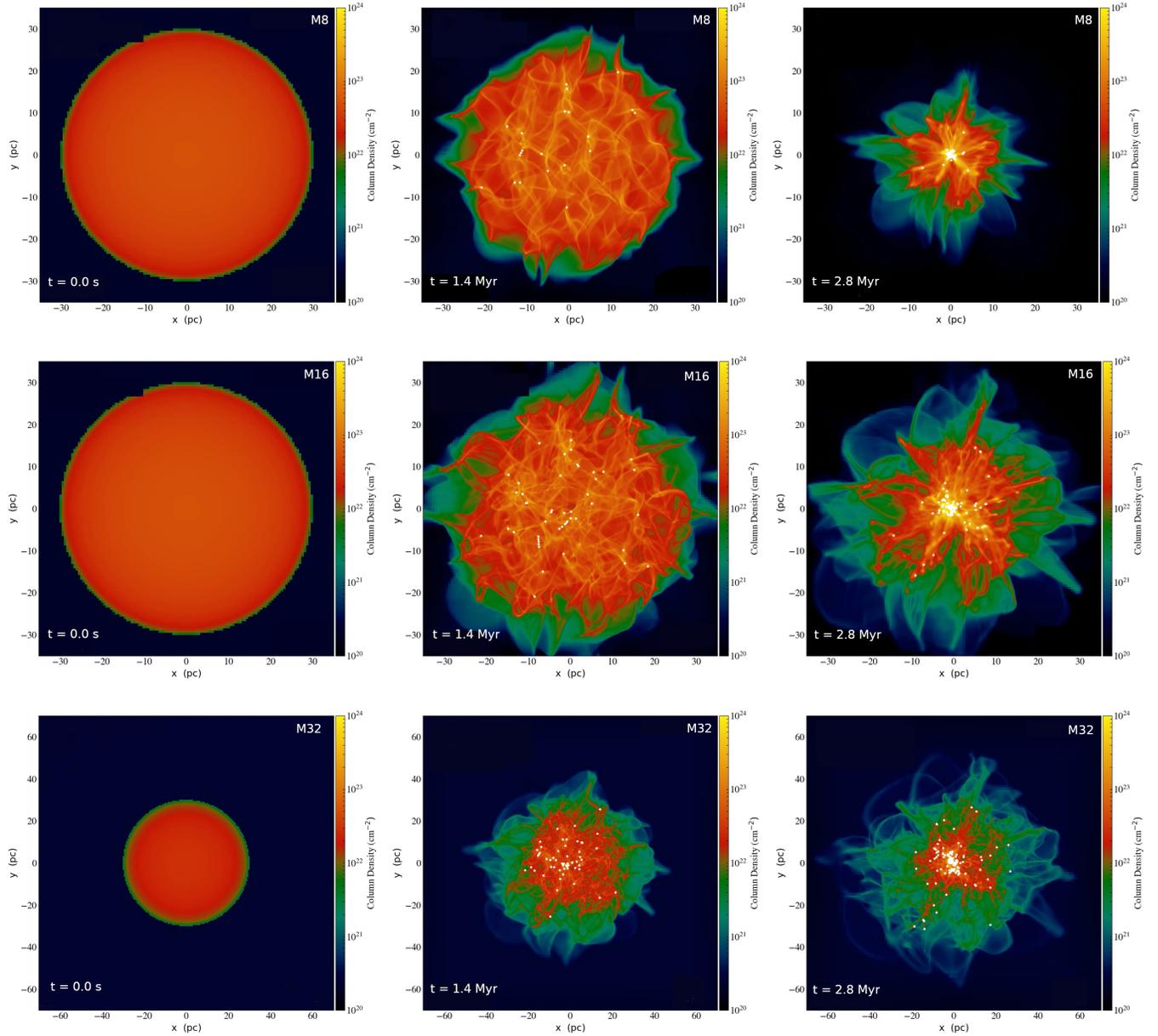


Figura 2.4: Simulación numérica elaborada por Zamora-Avilés et al.(en prep.) La columna derecha corresponde a un tiempo $t = 0.0$ s, columna central a $t = 1.4$ Myr ($\simeq 0.5 t_{\text{ff}}$) y columna de la izquierda es a $t = 2.7$ Myr ($\simeq 1t_{\text{ff}}$). En cada fila se muestra los 3 modelos correspondientes a los 3 diferentes números de Mach utilizados. En estos casos no se añadió ni cizallamiento ni rotación inicial.

Tabla 2.3: Links de las simulaciones analizadas.

	Simulación
Caso 1	https://goo.gl/SQHKDA
Caso 2	https://goo.gl/Vcb4Cj
Caso 3	https://goo.gl/cN8no5

$$\vec{v}_{CM} = \frac{\sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i}{\sum_{i=1}^N m_i} \quad (2.4)$$

Por tanto, los vectores de posición y velocidad con respecto al centro de masa son:

$$\vec{r}_* = \vec{r} - \vec{r}_{CM} \quad (2.5)$$

$$\vec{v}_* = \vec{v} - \vec{v}_{CM} \quad (2.6)$$

donde \vec{r} y \vec{v} corresponden a las posiciones y velocidades de cada estrella simulada, respectivamente. Por otra parte, como ya se había mencionado, para estimar las medidas de rotación y expansión, el vector de posición debe ser expresado en términos del vector unitario de posición. Este se define como:

$$\hat{r}_* = \frac{\vec{r}_*}{|\vec{r}_*|}, \quad (2.7)$$

donde $|\vec{r}_*| = \sqrt{x_*^2 + y_*^2 + z_*^2}$, corresponde a la norma del vector de posición. Finalmente, una vez construidos \hat{r}_* y \vec{v}_* , se pueden estimar las medidas de rotación y expansión del sistema:

$$MR = \overline{\hat{r}_* \times \delta v_*}$$

$$ME = \overline{\hat{r}_* \cdot \delta v_*}$$

Al trabajar con los datos directos de la simulación, resulta sencillo estimar las medidas de rotación y expansión del sistema, así cómo comprobar los resultados obtenidos, ya que se conoce con certeza el tipo de movimiento que presenta la nube simulada.

Sin embargo, como se mencionó anteriormente, a fin de medir cómo las incertidumbres pueden afectar nuestra conclusión, se compararon las medidas de rotación y expansión del mismo cubo, pero suponiendo que se observaba a una cierta distancia d en una cierta dirección (α, δ) (Ver Figura 2.5). Para ello, es necesario realizar una transformación de coordenadas. Primero, se realiza una translación en las posiciones de las estrellas simuladas:

$$x_* = x_{*,sim} + d_x$$

$$y_* = y_{*,sim} + d_y$$

$$z_* = z_{*,sim} + d_z$$

donde x_*, y_*, z_* , corresponden a la nuevas posiciones de las estrellas de la simulación. La ascensión recta, declinación y distancia se definen como:

$$\alpha = \arctan\left(\frac{y_*}{x_*}\right), \quad (2.8)$$

$$\delta = 90^\circ - \arctan\left(\frac{\sqrt{x_*^2 + y_*^2}}{z_*}\right), \quad (2.9)$$

$$d_* = \sqrt{x_*^2 + y_*^2 + z_*^2} \quad (2.10)$$

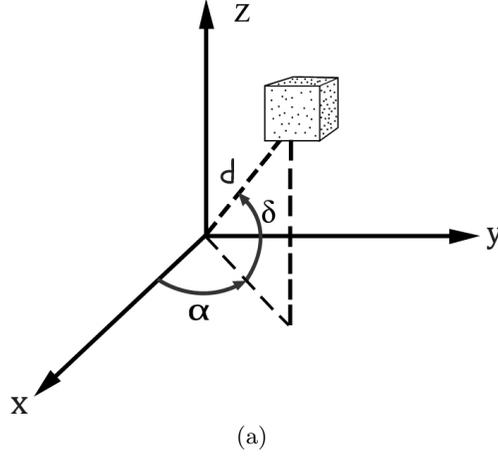


Figura 2.5: Observación sintética: La caja simboliza la simulación numérica que ha sido colocada a una distancia d del origen con el fin de simular una observación real.

Por otra parte, el vector de velocidad de una estrella respecto a un observador puede descomponerse en dos componentes, uno a lo largo de la línea de visión y otro perpendicular a éste. El componente a lo largo de la línea de visión se conoce como la velocidad radial, v_r , mientras que el segundo componente corresponde al movimiento propio μ , el cual se define como el cambio de posición de un objeto celeste en el plano del cielo en un intervalo de tiempo dado.

A fin de conocer la velocidad radial y los movimientos propios de las estrellas en las simulaciones, una vez que se ha supuesto que la caja se encuentra a una distancia dada, en una cierta posición en el plano del cielo, se tomó un intervalo Δt ($\Delta t = 1$ Myr) y se calcularon las nuevas posiciones $(\alpha_2, \delta_2, d_2)$:

$$\alpha_2 = \arctan\left(\frac{y_2}{x_2}\right), \quad (2.11)$$

$$\delta_2 = 90^\circ - \arctan\left(\frac{\sqrt{x_2^2 + y_2^2}}{z_2}\right), \quad (2.12)$$

$$d_2 = \sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2} \quad (2.13)$$

donde:

$$x_2 = (v_x * \Delta t) + x_*, \quad (2.14)$$

$$y_2 = (v_y * \Delta t) + y_*, \quad (2.15)$$

$$z_2 = (v_z * \Delta t) + z_*. \quad (2.16)$$

Así, la velocidad radial (v_r) y los movimientos propios en ascensión recta (μ_α) y declinación (μ_δ) están dados por:

$$v_r = \frac{d_2 - d_*}{\Delta t} \quad (2.17)$$

$$\mu_\alpha = \frac{(\alpha_2 - \alpha) \cdot \cos \delta}{\Delta t} \quad (2.18)$$

$$\mu_\delta = \frac{\delta_1 - \delta}{\Delta t} \quad (2.19)$$

Hasta este punto, usando datos de una simulación numérica, se ha creado un catálogo muy similar al que se obtendría directamente de una observación real, donde las posiciones y velocidades de cada estrella simulada se encuentran en coordenadas ecuatoriales. Para poder obtener las medidas de rotación y expansión, por simplicidad, es más conveniente expresar las posiciones y velocidades en coordenadas cartesianas. Además, en términos prácticos, resulta más sencillo expresar primero las posiciones y velocidades en coordenadas Galácticas (l, b) y posteriormente realizar la transformación al sistema cartesiano Galáctico, ya que existen diversos programas que realizan estas transformaciones.

Las posiciones de las estrellas simuladas, en el sistema cartesiano Galáctico, están dadas por:

$$\begin{aligned} X &= r \cos b \cos l \\ Y &= r \cos b \sin l \\ Z &= r \sin b \end{aligned} \quad (2.20)$$

donde r es la distancia a la estrella y (l, b) corresponden a la longitud y latitud Galáctica, respectivamente. Por tanto, en un intervalo de tiempo Δt , las nuevas posiciones de estas estrellas simuladas serán:

$$\begin{aligned} X_2 &= r_2 \cos b_2 \cos l_2 \\ Y_2 &= r_2 \cos b_2 \sin l_2 \\ Z_2 &= r_2 \sin b_2 \end{aligned} \quad (2.21)$$

donde, (l_2, b_2) se obtiene al despejar (α_2, δ_2) de las ecuaciones 2.18 y 2.19, mientras que r_2 se obtiene de la ecuación 2.17. Entonces, la velocidad U, V, W en el sistema cartesiano Galáctico es:

$$\begin{aligned} U &= \frac{X - X_2}{\Delta t} \\ V &= \frac{Y - Y_2}{\Delta t} \\ W &= \frac{Z - Z_2}{\Delta t} \end{aligned} \quad (2.22)$$

De esta forma, se ha logrado construir, nuevamente, un vector de posición \vec{r} y un vector de velocidad \vec{v} , representado por las ecuaciones 2.20 y 2.22, respectivamente. A estas nuevas posiciones

y velocidades expresadas en el sistema cartesiano Galáctico, les llamaré de datos transformados.

El proceso de transformar coordenadas ecuatoriales a coordenadas Galácticas y finalmente pasar a un sistema cartesiano Galáctico parece excesivo e innecesario teniendo datos de las simulaciones. Sin embargo, nos permite verificar que el proceso de transformación de coordenadas que se aplicará a datos observacionales funciona correctamente.

Finalmente, para estimar la medida de expansión y rotación utilizando los datos transformados, es necesario expresar los vectores de posición y velocidad con respecto al centro de masa del sistema, así como expresar el vector de posición en términos del vector unitario de posición. De esta forma:

$$ME = \overline{\hat{r}_* \cdot \delta v_*}$$

$$MR = \overline{\hat{r}_* \times \delta v_*}$$

2.4. Incertidumbres

En toda observación existen incertidumbres que afectan los parámetros observados. Por tal motivo si se busca que los datos de la simulación representen datos de una observación real, es necesario que a la posición y a la velocidad de cada estrella simulada se le sume un error similar al error observacional que se esperaría. Tanto para los datos directos de la simulación como para los datos transformados, el error añadido se generó a partir de un conjunto de números aleatorios, con una distribución normal (o Gaussiana), centrada en cero y con una desviación estándar σ .

Para los datos directos de la simulación, la desviación estándar σ correspondía a un error porcentual dado, mientras que para los datos transformados, la desviación estándar σ esta asociada a los errores esperados por el proyecto de Gaia.

El error esperado por Gaia se obtuvo a través de un programa numérico elaborado por Dr. Jesús Hernández (IA-Ensenada, comunicación privada), donde dada la masa de la estrella en la simulación (sink), suponiendo una edad de 10^5 Myr, una distancia, densidad columnar, ley de extinción y posición en el cielo, permitía conocer el error esperado en las posiciones, distancia, movimientos propios y velocidad radial. Estos errores astrométricos y espectroscópicos dependen principalmente del tipo espectral de la estrella, así como de su magnitud G^1 .

Se espera que al cabo de la misión Gaia, los errores en las posiciones y movimientos propios sean del orden de microsegundos de arco (μas), mientras que para los paralajes sean de pocas centenas de milisegundo de arco o mas (<https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/science-performance>).

Sin embargo, con respecto a los errores en la velocidad radial, se tendrán errores superiores a 20 km s^{-1} para estrellas con magnitudes superiores a $G = 17$ mag. Por tal motivo, para evitar que las incertidumbres en la velocidad radial afectaran las medidas de rotación y expansión, se conservaron únicamente aquellas estrellas con magnitudes menores a $G = 16.5$ mag.

¹La magnitud G es una magnitud definida por Gaia en la banda G que abarca desde ~ 330 - 1050 nm.

Capítulo 3

Resultados

Se estimó la medida de expansión y rotación en cada una de las simulaciones mencionadas en el capítulo anterior, primero utilizando los datos directos de la simulación, y posteriormente usando los datos transformados.

3.1. Datos directos de la simulación

Como se había mencionado anteriormente, los datos directos de la simulación corresponden a los datos de las posiciones y velocidades de las estrellas simuladas que no fueron transformados a otro sistema de coordenadas.

Uno de los objetivos de este trabajo es conocer el nivel máximo de incertidumbre hasta el cual aún se podría estimar el estado cinemático de la nube a partir de la cinemática de sus estrellas. Por tanto a cada posición y velocidad de las estrellas en la simulación se le añadió un cierto error porcentual, tal y como se esperaría en una observación real. Entonces la medida de expansión y rotación se obtuvo de la siguiente manera:

1. Se seleccionó aleatoriamente un cierto porcentaje de estrellas en un tiempo de evolución de la nube.
2. Dado el conjunto de estrellas, se estimó el valor RMS^1 de las posiciones y velocidades de esta muestra. Posteriormente se estimó el error porcentual respecto al valor RMS , donde el error porcentual se define como el cociente entre el error absoluto y el valor exacto de la medida, expresado en porcentaje.
3. Una vez calculado el error porcentual, este error fue añadido a cada posición y velocidad.
4. Finalmente, dadas las nuevas posiciones y velocidades de las estrellas, se estimaron la medida de expansión y rotación del sistema.

Este procedimiento se realizó un total de 100 veces. Al promedio de estas 100 mediciones se le llamó *señal*, mientras que a la desviación estándar de esta señal se le llamó *ruido*:

¹En el caso de un conjunto de n valores (X_1, X_2, \dots, X_n) , el valor RMS se define como:

$$X_{rms} = \sqrt{\frac{1}{n}(x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2)}$$

$$\begin{aligned}\text{Señal} &= \langle ME \rangle_{100} \\ \text{Ruido} &= \sigma_{\langle ME \rangle_{100}}\end{aligned}$$

De esta forma, al considerar diferentes valores del error porcentual y diferentes porcentajes de estrellas detectadas, se pudo identificar cuál era el nivel máximo de incertidumbre con el cual aún se podría medir el movimiento de la nube molecular simulada.

3.1.1. Simulaciones Caso 1 y Caso 2.

Como ya se había mencionado en la Sección 2.2.1, la simulación Caso 1 corresponde a una pequeña nube molecular, sin rotación inicial, y en colapso. En este caso se espera que la medida de expansión sea negativa y alta, comparada con la medida de rotación.

Por otra parte, con respecto al Caso 2, se sabe que la nube de forma elipsoidal, presenta una pequeña rotación inicial y un colapso conforme la nube evoluciona. Por tanto, en este caso, la medida de rotación debería ser mayor que la medida de expansión (negativa), ya que el colapso no es tan vigoroso como en el Caso 1.

Los resultados se presentan en la Figuras 3.1 y 3.2. Las gráficas corresponden a isocontornos del promedio de la medida de expansión (color morado) y el promedio de la medida de rotación alrededor de los ejes \hat{i} , \hat{j} , \hat{k} (colores naranja, azul y verde, respectivamente). Sobre el eje x se muestran distintos valores del error porcentual, mientras que sobre el eje y se muestran diferentes porcentajes de estrellas observadas, lo cual se relaciona directamente con la extinción presente en una nube molecular. Finalmente, la línea de color negro en cada una de las gráficas, indica una señal a ruido (S/N) igual a 3. Únicamente aquellos valores con una $S/N > 3$ fueron considerados como buenas mediciones: a mayor número de estrellas, o a menor incertidumbre, la S/N mejora.

Para la simulación Caso 1 se analizó el tiempo $t \simeq 0.25 \text{ Myr} = 1t_{\text{ff}}$, mientras que para la simulación Caso 2 se analizó el tiempo $t \simeq 0.57 \text{ Myr} \simeq 0.67 t_{\text{ff}}$. Se estudiaron diferentes tiempos de evolución en cada una de simulaciones ya que, a partir de estos tiempos, se tiene un número muy grande de estrellas, por lo que la estadística es buena.

En la Figura 3.1 se muestra la medida de expansión obtenida para el Caso 1 (Figura 3.1-a) y el Caso 2 (Figura 3.1-b). En ambas gráficas del lado superior izquierdo se muestra el valor de la medida de expansión real (ME_{True}), la cual se obtiene considerando el 100% de las estrellas y no tomando en cuenta las incertidumbres generadas para las posiciones y velocidades. Dado que la medida de expansión para el Caso 1 tiene signo negativo (Figura 3.1-a), se puede afirmar que, en efecto, se puede detectar la contracción en la nube molecular simulada. Se observa también que, aunque se tenga una incertidumbre hasta del orden de 100%, mientras se detecte al menos el 30% (109 estrellas) de la muestra total de estrellas aún se podría detectar la contracción en la nube. Sin embargo, para encontrar una medida de expansión cercana al valor real, se deben tener errores porcentuales menores al 50% y al menos el 20% (73 estrellas) del total de estrellas presentes en la nube. Un resultado similar se obtendría incluso si las estrellas tienen la misma distribución de posiciones, pero una velocidad 10 veces más pequeña que el valor original, ya que el valor del error porcentual es proporcional a la magnitud del vector de velocidad. Entonces si la velocidad es 10 veces más pequeña, también lo será en magnitud el valor del error porcentual.

Por otro parte, con respecto al Caso 2, en la Figura 3.1-b se observa que se puede detectar la contracción de la nube siempre y cuando se tenga al menos el 60% (355 estrellas) del total de estrellas y errores porcentuales menores al 80%. Esto es, a mayor error porcentual se necesitará un mayor número de estrellas para asegurar que la nube presenta un colapso.

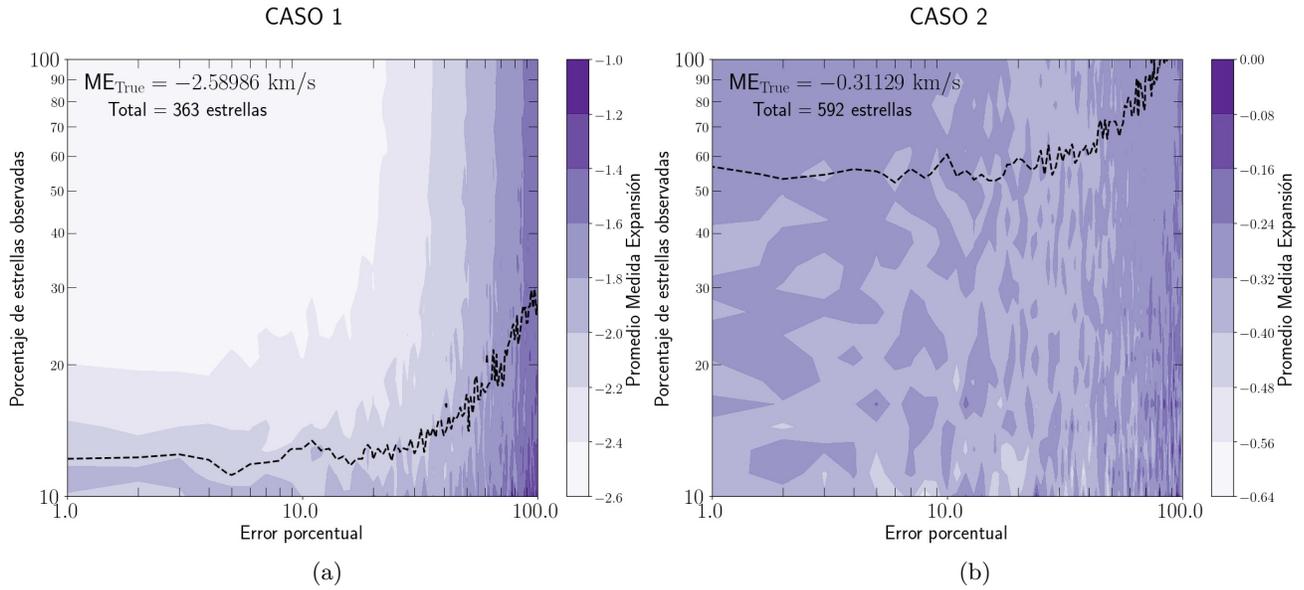


Figura 3.1: Isocontornos de la medida de expansión. (a) Simulación realizada por Ballesteros-Paredes et. al (2015)[9]. (b) Simulación realizada por Kuznetsova et al.(2015)[31]. Sobre el eje x se grafican diferentes valores del error porcentual, mientras que sobre el eje y se muestran distintos porcentajes de estrellas observadas. En ambas gráficas la línea negra corresponde a una $S/N = 3$. Aquellos valores que cumplen con $S/N > 3$, son considerados como buenas mediciones.

Por tanto, ambos resultados son congruentes con lo observado en las simulaciones. Finalmente, como en el Caso 2 la medida de expansión negativa es aproximadamente 8 veces más pequeña que en el Caso 1, se necesita un mayor número de estrellas para poder detectar este movimiento en la nube.

Con respecto a la medida de rotación, se sabe que para el Caso 1 la simulación no tiene rotación inicial. La medida de rotación no contabiliza la rotación de todo el sistema (a nivel global), únicamente estima la rotación en un determinado tiempo de evolución, dado un conjunto de estrellas. Por ello, en el Caso 1 para $1t_{ff}$, se detecta una pequeña pero significativa rotación alrededor del eje y (ver Figura 3.2 c, isocontorno de color azul). La medida de rotación detectada es de aproximadamente 0.2 km s^{-1} , es decir, es 10 veces más pequeña que el valor encontrado para la medida de expansión. Además, esta medida únicamente podría detectarse si se tiene poco más del 60% (218 estrellas) de la muestra total de estrellas, y errores porcentuales menores al 30%. Finalmente, en los otros dos ejes de rotación (Figura 3.2 a y e), se detecta también una ligera rotación cuando se tiene más del 80% (290 estrellas) de estrellas e incertidumbres menores al 20%.

En el Caso 2 se sabe que la nube simulada tiene una rotación inicial a lo largo del eje z . Para detectar esta rotación fue necesario tener al menos al 30% (178 estrellas) de la muestra total de estrellas y errores porcentuales menores al 40% (Figura 3.2 f, isocontorno de color verde). Con respecto a los otros dos ejes de rotación (Figura 3.2 b y d), también podría detectarse una rotación si se tiene más del 70% (414 estrellas) de estrellas y errores porcentuales menores al 10%.

Este es un resultado muy relevante ya que en el trabajo de Rivera et al.(2015)[37], se utilizó un total de 7 estrellas para concluir que la región de Tauro presentaba una pequeña rotación, a pesar

de que este número de estrellas representa apenas el 5% del total de proto-estrellas presentes en esta región. Por otro lado, en el trabajo de Dzib et al.(2018).[13], se estimó la medida de expansión y rotación a un grupo de regiones pertenecientes al Cinturón de Gould. En cada región se calculó una posición (α, δ) , velocidad $(\mu_\alpha, \mu_\delta, v_r)$ y distancia (d) promedio, y posteriormente se estimó la medida de expansión y rotación. Entre los resultados se encontró que el Cinturón de Gould presenta una expansión a una velocidad aproximada de 2.5 km s^{-1} . Nosotros no analizamos este tipo de configuraciones, donde a través de la cinemática de grupos de estrellas se estima la medida de expansión y rotación. Sin embargo, como trabajo a futuro, sería interesante analizar este tipo de configuraciones para conocer si el resultado encontrado en la Figura 3.1 es también representativo de este tipo de casos.

3.1.2. Simulación Caso 3.

El Caso 3 corresponde a un conjunto de simulaciones numéricas que comparten una serie de condiciones iniciales: el tamaño de la nube, la masa, su tiempo de caída libre, así como su temperatura inicial (ver Sección 2.2.1). Uno de los objetivos de analizar estas simulaciones es estudiar el efecto en la evolución de la nube cuando se tiene una turbulencia inicial con diferentes niveles de número de Mach.

Entonces se calcularon las medidas de expansión y rotación para cada uno de los modelos mostrados en la Tabla 2.2. En todos los modelos las medidas estimadas corresponden a un tiempo de 2.75 Myr ($\simeq 1t_{\text{ff}}$).

Dado que estas simulaciones contienen 293 masas de Jeans, se espera que, si se tiene como condición inicial una rotación y un cizallamiento igual a cero, entonces la medida de expansión debería ser negativa y considerablemente mayor que la medida de rotación. Además, a mayor número de Mach tanto la medida de expansión (negativa) como la medida de rotación, deberían tener valores bajos ya que las posiciones y velocidades tienden a ser más aleatorios. Entonces en los isocontornos de señal, se deberían tener señales altas a números de Mach pequeños.

Por otra parte, si se tiene una rotación inicial diferente de cero, se tienen 3 posibles casos:

1. Si la rotación inicial es muy pequeña en comparación con la velocidad promedio de las estrellas entonces se espera que la medida de expansión sea negativa y mayor que la medida de rotación.
2. Si la rotación inicial es comparable la velocidad promedio de las estrellas, se esperaría entonces que la medida de expansión sea negativa y del orden de la medida de rotación.
3. Si la rotación inicial es muy grande, entonces la medida de expansión será positiva y quizás poco mayor que la medida de rotación.

En cambio, si se tiene un cizallamiento inicial diferente de cero se esperara que, en general, la medida de expansión sea negativa y que además ésta sea mayor que la medida de rotación, ya que el cizallamiento no contribuye a la rotación generada por el mismo colapso de la nube.

En la Figura 3.3 se comparan los resultados cuando no se incluye rotación ni cizallamiento inicial en los diferentes números de Mach. Por otro lado, en las Figuras 3.4, 3.5, y 3.6 se encuentran los resultados para el caso M16, cuando se incluye rotación, cizallamiento o campo magnético inicial. Por cuestiones de espacio y dado que M8 y M32 siguen el mismo comportamiento que M16, no

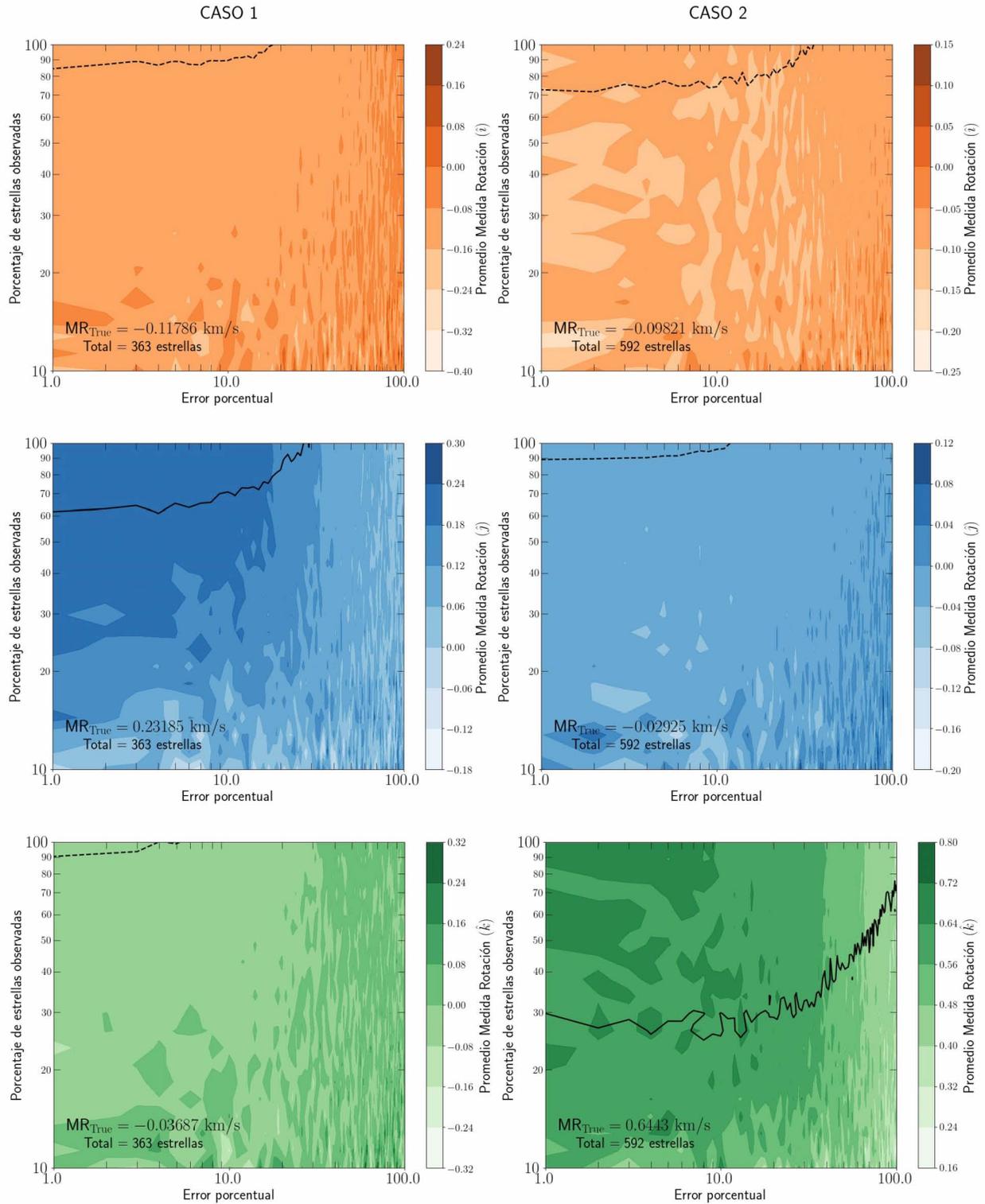


Figura 3.2: Isocontornos de la medida de rotación alrededor de los ejes \hat{i} , \hat{j} , \hat{k} (colores naranja, azul y verde, respectivamente). Columna izquierda, simulación realizada por Ballesteros-Paredes et. al (2015)[9]. Columna derecha, simulación realizada por Kuznetsova et al.(2015)[31]. Ejes, igual que en la Figura 3.1. En ambas gráficas la línea negra corresponde a una $S/N=3$. Únicamente aquellos valores con una $S/N>3$ fueron considerados como buenas mediciones

presentamos aquí esos resultados. Sin embargo, el lector interesado puede consultarlos en links mostrados en la Tabla 3.1.

Se tienen los siguientes resultados:

1. Primero se analizó cómo variaba la medida de expansión y rotación dependiendo del número de Mach utilizado (ver Figura 3.3).

Con respecto a la medida de expansión (columna izquierda), tanto para M8, M16 y M32 se encuentran unas muy buenas señales a ruido: para M8, por ejemplo, se tiene una buena medida de expansión negativa cuando los errores porcentuales son menores al 40 % y al menos hay el 40 % (54 estrellas) del total de estrellas. Sin embargo para M16 y M32 la señal a ruido tiende a mejorar aún más, ya que en ambos casos se pueden tener errores porcentuales hasta del 60 % y poco más del 30 % (46 estrellas) para M16 y 40 % (61 estrellas) del total de estrellas para M32. Sin embargo en éste último modelo, para que la medida de expansión negativa detectada sea cercana a la real se necesitan que los errores porcentuales sean menores al 10 %, y al menos más del 35 % (53 estrellas) del total de estrellas de la muestra, de acuerdo con la región más clara con valores entre -8.0 y $-8.8 \text{ km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$ de la Figura 3.3, columna izquierda. Entonces, contrario a lo que se esperaba, se obtiene una buena señal a ruido a números de Mach grandes. Esto puede deberse a que a números de Mach grandes las estrellas se forman más rápidamente, por lo que entonces han tenido un mayor tiempo de colapso; es decir, las estrellas que se formaron antes llevan consigo un velocidad de colapso más vigorosa en comparación con las estrellas que se formaron mucho después y que apenas han comenzado a colapsar.

Finalmente, con respecto a la medida de rotación, en la Figura 3.3 (columna derecha) se muestra únicamente la rotación alrededor de la dirección \hat{k} , ya que por el momento no se tienen datos de las otras dos proyecciones. Entonces, en general se observa una señal a ruido muy baja en los diferentes números de Mach. Esto se debe principalmente a que la nube colapsa mucho más de lo que rota.

2. En la Figura 3.4 se muestran los resultados para M16 donde se incluye una rotación inicial diferente de cero.

En la medida de expansión, cuando la rotación inicial es de $0.1 \text{ km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$ y $0.3 \text{ km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$ se obtienen muy buenas señales a ruido (Figura 3.4, columna izquierda). En ambos casos se detecta una medida de expansión negativa, y se pueden tener errores porcentuales hasta el 80 % y al menos el 20 % del total de estrellas. Sin embargo, para el caso donde la rotación inicial es de $1 \text{ km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$ la medida de expansión es positiva, ya que la rotación inicial ha provocado que la nube se disperse. En este caso, la señal a ruido ya no es tan buena comparada con los dos casos previos, ya que para tener una buena medida de expansión negativa se necesitara que los errores porcentuales sean menores al 2 % y que al menos se detecte el 10 % (10 estrellas) de la muestra total de estrellas.

Con respecto a la medida de rotación (Figura 3.4, columna derecha), se encuentra una mejor señal a ruido cuando la rotación inicial es de $0.3 \text{ km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$ en comparación con la rotación inicial de $0.1 \text{ km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$. Por otro lado, cuando la rotación inicial es de $1 \text{ km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$ se necesitan errores porcentuales menores al 30 % y casi el 100 % del total de estrellas para detectar la rotación de la nube. Por lo tanto, cuando se tiene una condición inicial con una rotación diferente de cero, entonces la medida de rotación es comparable y en algunos casos cercana a la medida de expansión.

3. En la Figura 3.5 se muestran los resultados cuando el cizallamiento inicial es distinto de cero.

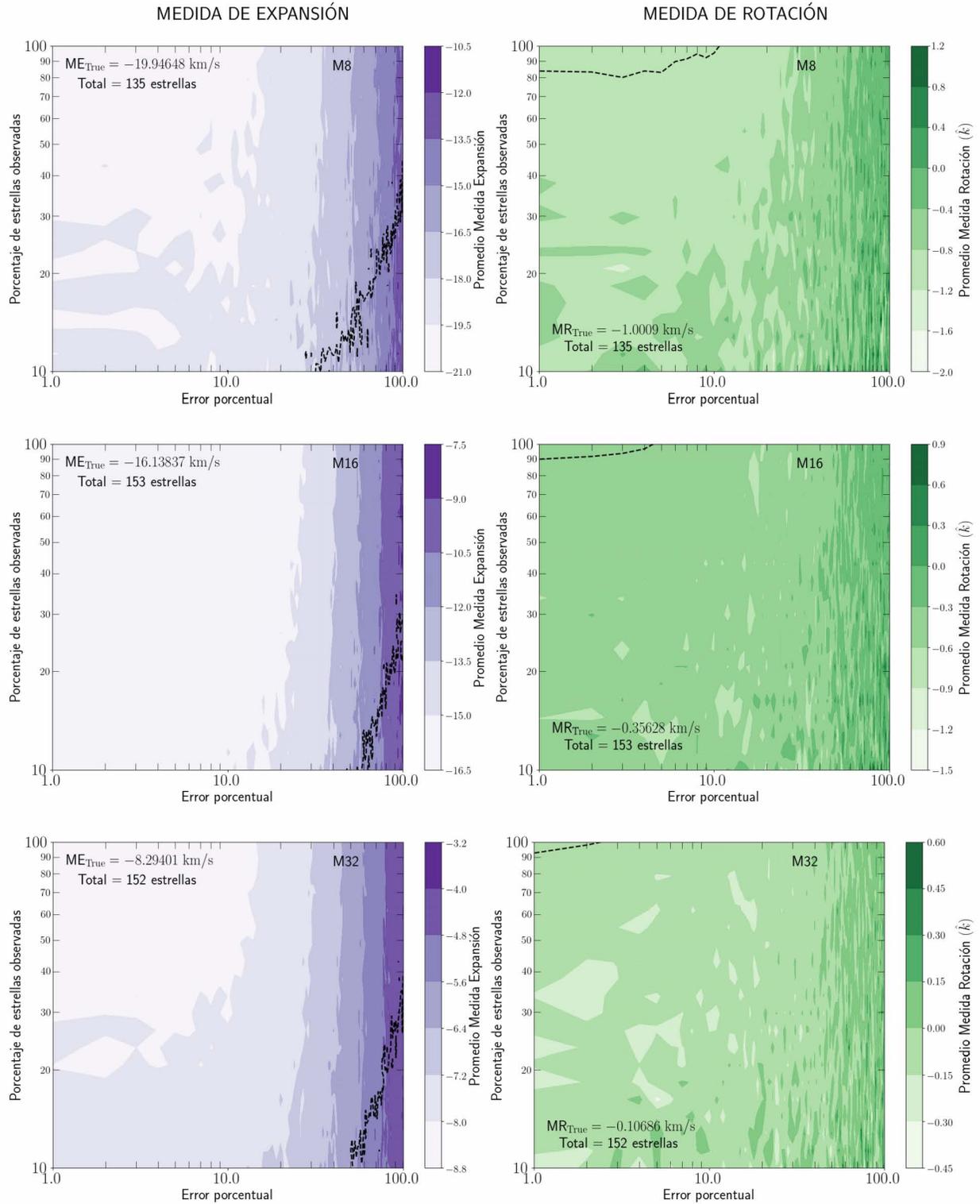


Figura 3.3: Medida de expansión (columna izquierda) y medida de rotación alrededor del eje \hat{k} (columna derecha) de las simulaciones del Caso 3, elaboradas por Zamora-Avilés et al.(en prep). Se muestran los casos con un número de Mach = 8, 16, y 32 (de izquierda a derecha). En estos modelos no se incluyó ni cizallamiento ni rotación inicial.

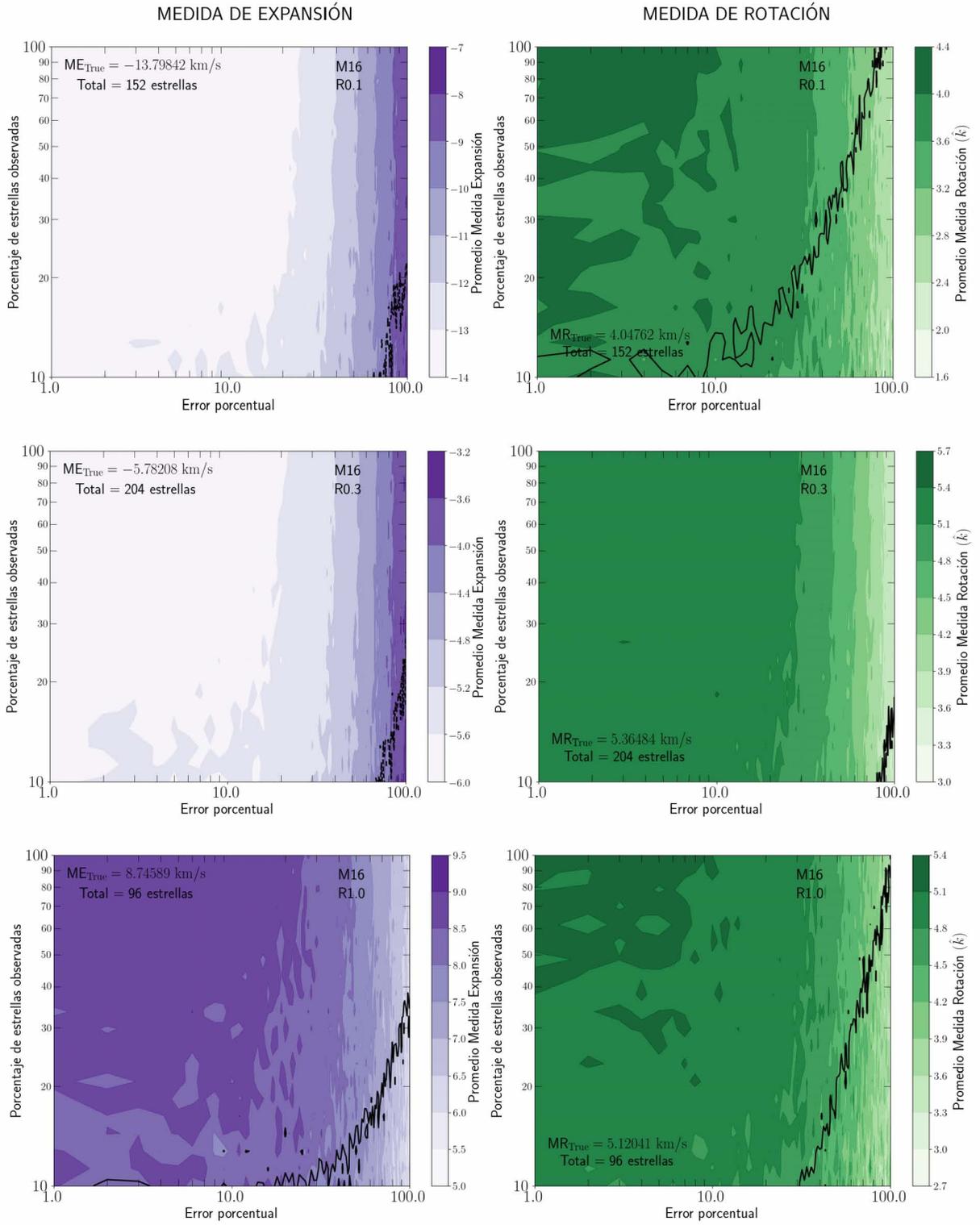


Figura 3.4: Medida de expansión (columna izquierda) y medida de rotación alrededor del eje \hat{k} (columna derecha) de las simulaciones del Caso 3: la fila superior corresponde a una rotación inicial de $0.1 \text{ km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$, fila central una rotación de $0.3 \text{ km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$ y última fila una rotación inicial de $1.0 \text{ km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$.

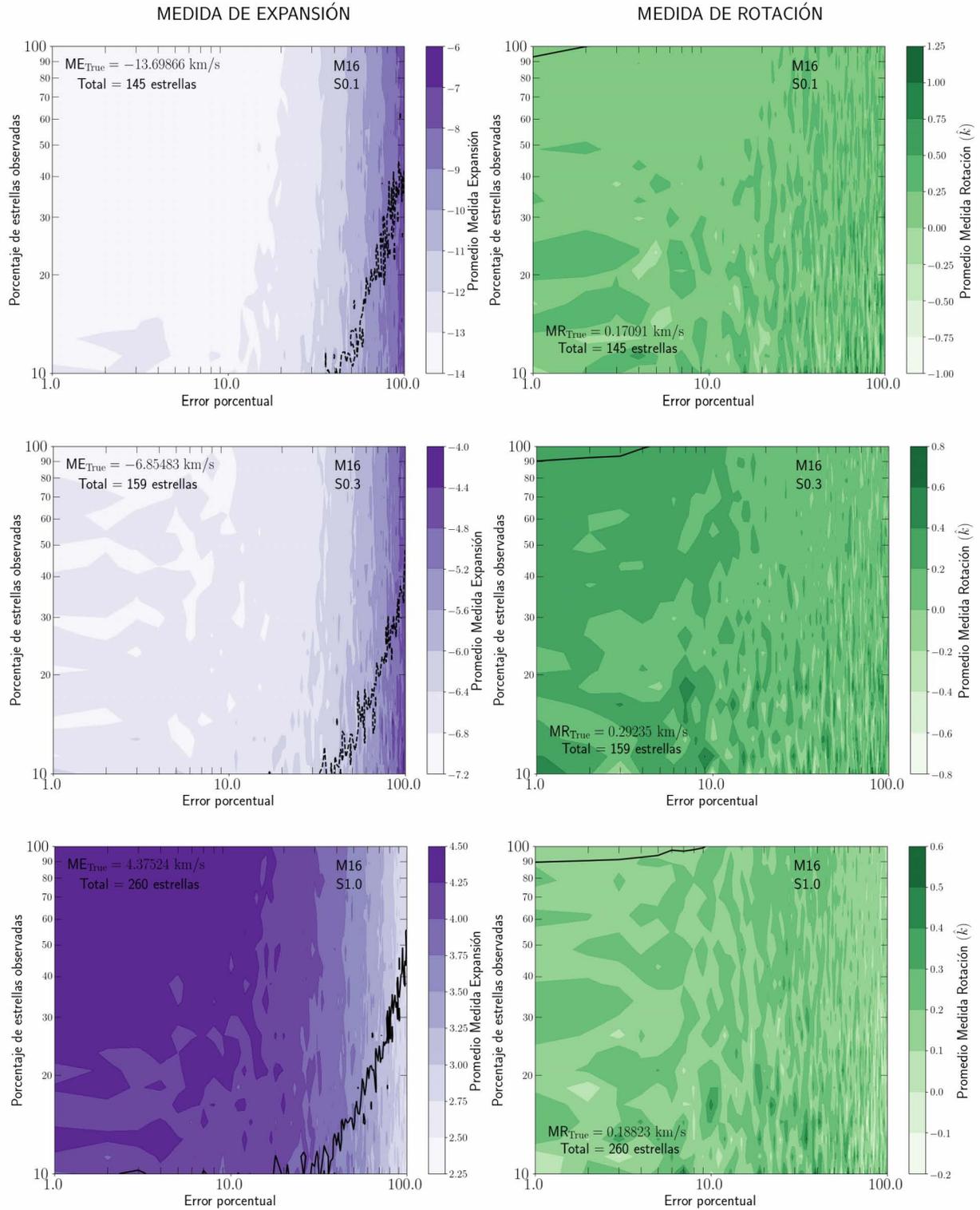


Figura 3.5: Medida de expansión (columna izquierda) y medida de rotación alrededor del eje \hat{k} (columna derecha) de las simulaciones del Caso 3, elaboradas por Zamora-Avilés et al.(en prep). Fila superior corresponde a un cizallamiento inicial de $0.1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, fila central un cizallamiento inicial de $0.3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ y fila inferior un cizallamiento inicial de $1.0 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$.

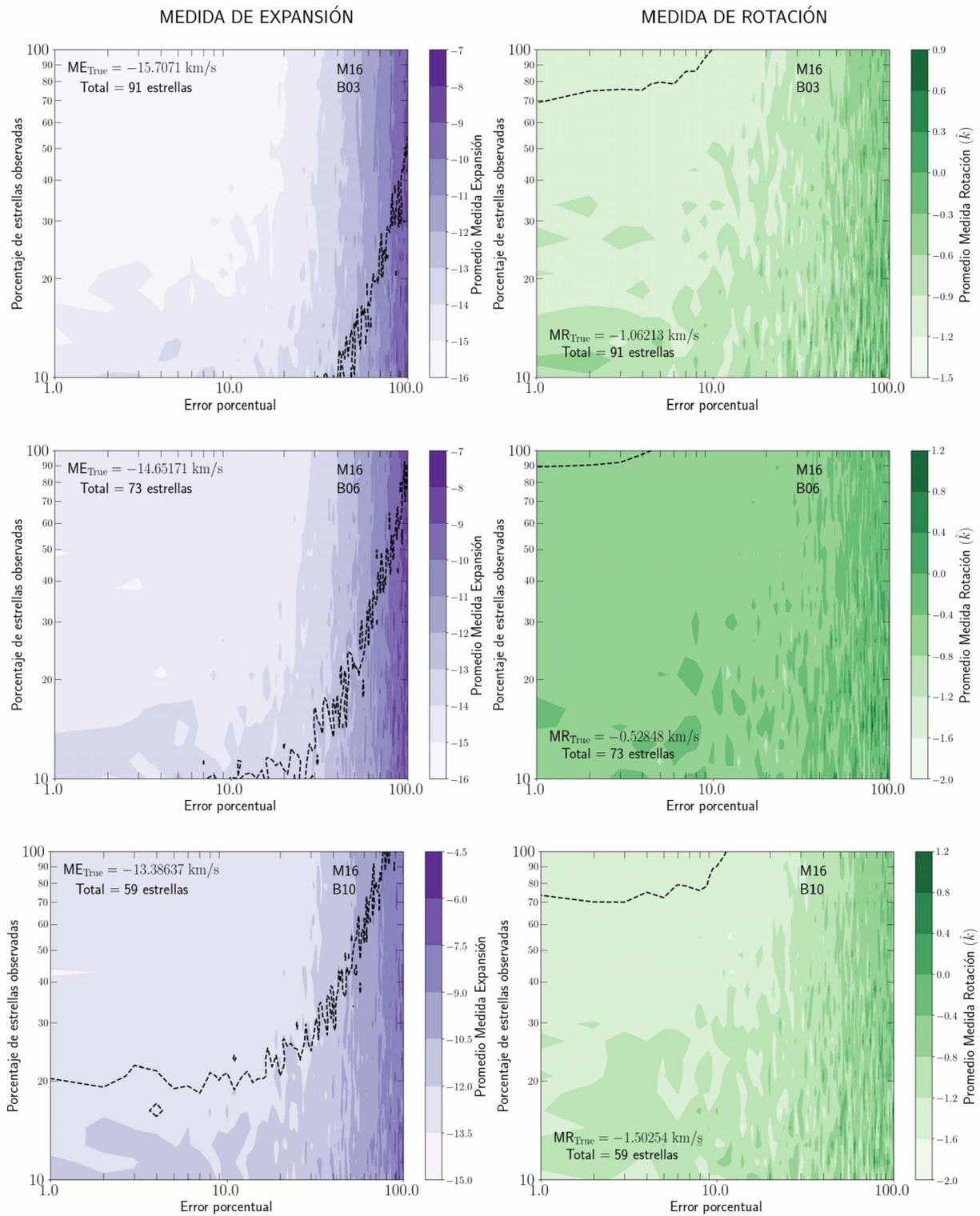


Figura 3.6: Medida de expansión (columna izquierda) y medida de rotación alrededor del eje \hat{k} (columna derecha) de las simulaciones del Caso 3: la fila superior corresponde a un campo magnético inicial con una intensidad de 3 μG , fila central una intensidad de 6 μG y fila inferior a una intensidad de 10 μG .

Se observan unas buenas señales a ruido cuando el cizallamiento inicial es de 0.1 y 0.3 km s⁻¹pc⁻¹, donde para ambos casos, se requieren errores porcentuales menores al 40 % y más del 40 % del total de estrellas. También en ambos casos, la medida de expansión es negativa, es decir, la nube se contrae.

Por otro lado, cuando el cizallamiento inicial es de 1 km s⁻¹pc⁻¹ la medida de expansión es positiva, es decir, sucede el mismo comportamiento como cuando la rotación inicial es de 1 km s⁻¹pc⁻¹. Entonces, para poder detectar la expansión de la nube se requiere observar más del 10 % de estrellas en la nube y tener errores porcentuales muy pequeños, del orden del 1 %

Con respecto a la medida de rotación, en los 3 diferentes valores de cizallamiento inicial, efectivamente se encuentra una señal a ruido muy baja; esto quiere decir que, para poder detectar alguna rotación en la nube se requiere observar casi el 100 % del total de estrellas y tener errores porcentuales menores al 2 %.

4. En la Figura 3.6 se muestran los resultados para M16 cuando se varía la intensidad de campo magnético inicial.

Se observa que a mayor intensidad de campo magnético la señal a ruido empeora: cuando el campo magnético tiene una intensidad de 3 μG se necesitan errores porcentuales menores al 50 % y al menos observar el 50 % del total de estrellas. Sin embargo, cuando la intensidad es de 10 μG , ahora es necesario tener mínimo el 20 % del total de estrellas y errores porcentuales del orden del 1 %, y conforme este error porcentual aumenta, se necesitará un mayor número de estrellas. Lo que sucede es que el campo magnético funciona como un efecto de presión, por lo que forma una cantidad menor de estrellas conforme la intensidad aumente. A intensidades altas, hay más soporte en contra del colapso y por tanto se tienen bajas señales a ruido.

Finalmente con respecto a la medida de rotación, se observa que para los tres casos de intensidades de campo magnético, la señal a ruido es muy baja debido a que la nube tiene una rotación mínima comparada con la magnitud del colapso.

Tabla 3.1: Animaciones de las medidas de expansión y rotación para el Caso 3.

Número de Mach	Con rotación inicial	Con cizallamiento inicial
M8	ME: https://goo.gl/s66MNm MR: https://goo.gl/weY1f9	ME: https://goo.gl/gBMbEr MR: https://goo.gl/1UA3uH
M16	ME: https://goo.gl/znUM9U MR: https://goo.gl/wfhpsT	ME: https://goo.gl/RFeJAj MR: https://goo.gl/V2X4U8
M32	ME: https://goo.gl/ADi7zz MR: https://goo.gl/KvQtm2	ME: https://goo.gl/b2xGhz MR: https://goo.gl/KBvmF6

3.2. Datos transformados

En la Sección 2.3 se mencionó que los datos transformados corresponden a las posiciones y velocidades de las estrellas simuladas que han sido expresadas colocando la simulación en una dirección (α, δ) a una distancia “ d ” del observador, con el objetivo de simular una observación real.

3.2.1. Simulaciones Casos 1 y 2.

Para comprobar que la transformación de coordenadas de un sistema a otro se había realizado de forma correcta (Sección 2.3), primero se estimaron las medidas de expansión y rotación sin tomar en cuenta las incertidumbres, utilizando tanto los datos directos de la simulación como los datos transformados.

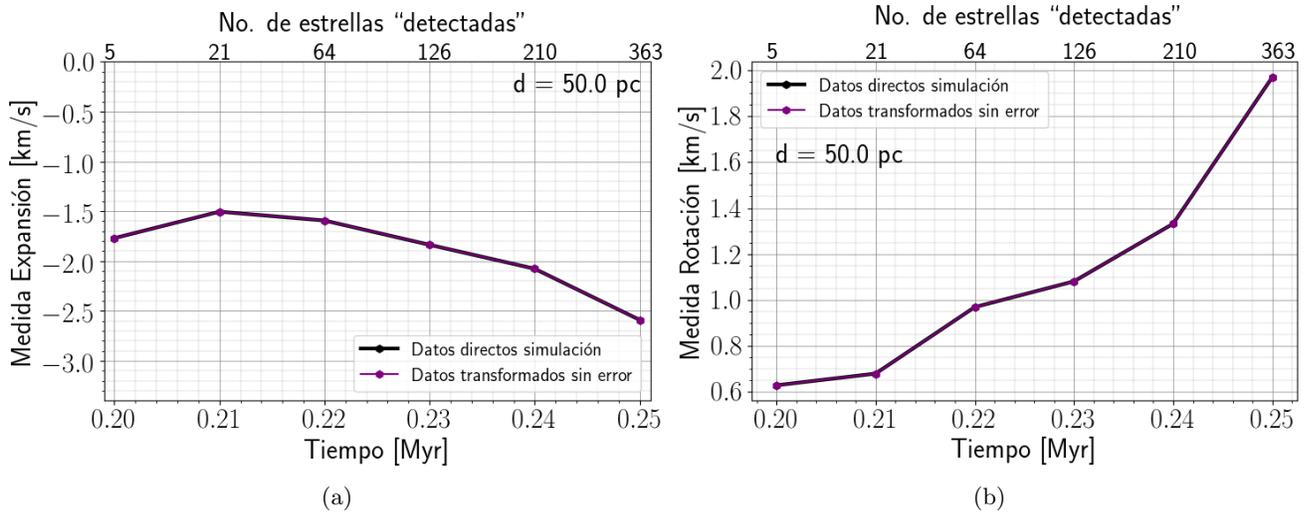


Figura 3.7: (a) Medida de expansión y (b) Medida de Rotación estimada usando los datos directos de la simulación (color negro) y los datos transformados (color morado). Sobre el eje x se muestran diferentes tiempos de evolución de la nube molecular simulada, en la parte superior de este mismo eje se muestra el número de estrellas “detectadas” en cada uno de los tiempos correspondientes, y sobre el eje y se tiene el promedio de la medida de expansión y rotación, respectivamente. Para este ejemplo se utilizó la simulación elaborada por Ballesteros-Paredes et. al (2015)[9].

En la Figura 3.7 se muestran estos primeros resultados. Se estimó la medida de expansión y rotación a la simulación elaborada por Ballesteros-Paredes et. al (2015)[9] (Caso 1). Sobre el eje x se encuentran diferentes tiempos de evolución de la nube molecular simulada, y en la parte superior de este mismo eje, se muestra el total de estrellas “detectadas” en cada uno de los tiempos, mientras que sobre el eje y se muestra el promedio de la medida de expansión (lado izquierdo) y rotación (lado derecho). En ambas gráficas, la línea en color negro corresponde a las medidas estimadas con los datos directos de la simulación, y la línea en color morado representa las medidas estimadas con los datos transformados.

Se observa que el número de estrellas aumenta conforme la nube va evolucionando. Además, el hecho de que se haya obtenido la misma medida de expansión (y rotación) utilizando los datos directos de la simulación y los datos transformados implica que la transformación de coordenadas se realizó correctamente.

Como siguiente paso, a cada una de las posiciones y velocidades pertenecientes a los datos transformados, se le añadió un error proporcional al que esperaría de una observación real. Como ya se había mencionado, dicho error corresponde al error esperado por el proyecto Gaia (ver Sección 2.4). También se mencionó que para evitar tener incertidumbres tan grandes en las medidas de expansión

y rotación, únicamente se conservaron aquellas estrellas con magnitudes menores a $G = 16.5$ mag (ver Sección 2.4).

Ya que el error esperado por Gaia depende tanto de la posición en el plano del cielo como de la distancia a la que se observan las estrellas, se estimó la medida de expansión y rotación 100 veces a lo largo de diferentes distancias. Por cuestiones de espacio únicamente se presentan los resultados cuando se consideraron las distancias de 50 pc, 500 pc y 1000 pc. Sin embargo, el lector interesado puede consultar el resto de los resultados en los links mostrados en la Tabla 3.2.

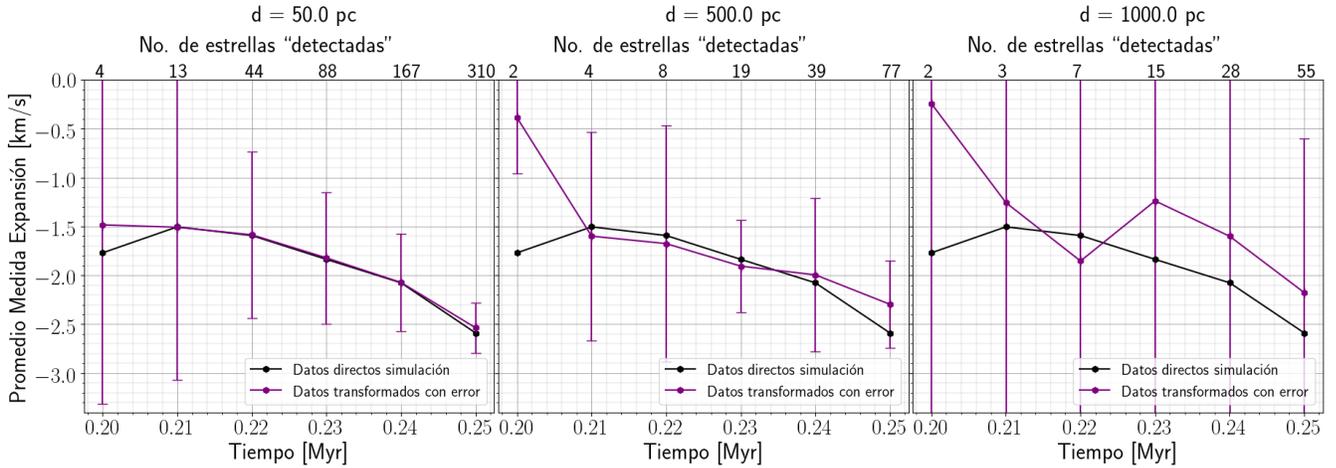


Figura 3.8: Medida de expansión estimada con los datos directos de la simulación (color negro) y los datos transformados (color morado) usando la simulación realizada por Ballesteros-Paredes et. al (2015)[9] (Caso 1). Lado izquierdo: medida estimada a una distancia de 50 pc; parte central, medida estimada a 500 pc; lado derecho, medida estimada a 1000 pc.

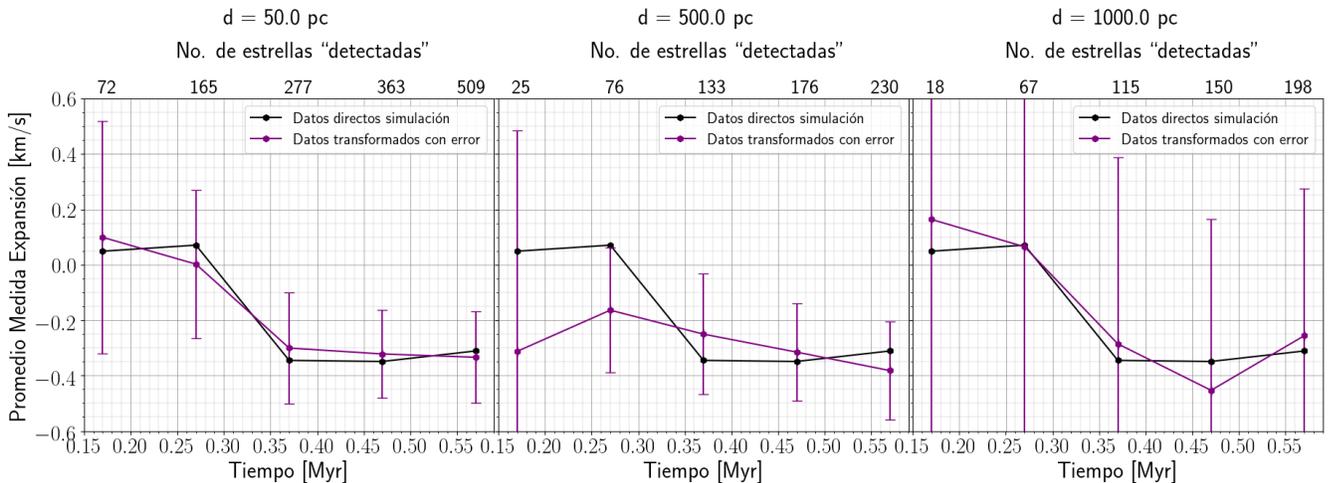


Figura 3.9: Misma explicación que la Figura 3.8, pero ahora usando la simulación de Kuznetsova et al.(2015)[31].

En la Figura 3.8 se muestran los resultados para el Caso 1 cuando la simulación se encuentra a una distancia de 50 pc, 500 pc y 1000 pc: el color morado corresponde la medida de expansión

obtenida con los datos transformados, y en color negro se muestra la medida obtenida con los datos directos de la simulación. Se graficaron ambos conjuntos de datos con el fin de observar qué tanto se desviaba una medida con respecto a la otra. Las barras de error en cada uno de los tiempos de evolución indican la desviación de cada una de las medidas estimadas.

En la parte superior del eje x , se muestra nuevamente el número de estrellas “detectadas” para los datos transformados. Se observa que conforme la distancia aumenta, el número de estrellas en cada uno de los tiempos de evolución disminuye, ya que únicamente se están detectando las estrellas más brillantes. Sin embargo para los datos directos de la simulación, el número de estrellas permanece constante, ya que estos datos no dependen de la distancia a la que se ubica la simulación.

Se puede observar también, que la medida de expansión detecta efectivamente que la nube se encuentra en colapso, inclusive a una distancia de 1000 pc. A esta distancia el valor de la medida de expansión ($ME_{\text{medido}} = -2.2 \pm 1.6 \text{ km s}^{-1}$) no sería tan lejano al valor real ($ME_{\text{true}} \simeq -2.58 \text{ km s}^{-1}$).

Por otra parte se observa que, entre más lejos se ubique la simulación, el número de estrellas observadas disminuye, debido a que únicamente se van detectando las estrellas más luminosas de la nube. Esto a su vez provoca que las barras de error en cada uno de los tiempos analizados se incrementen, ya que a menor número de estrellas la estadística empeora.

Un comportamiento similar ocurre con los datos del Caso 2 (Figura 3.9). Se detecta que la nube se encuentra en colapso, y que además éste aumenta ligeramente conforme la nube evoluciona. Sin embargo, a diferencia del Caso 1 donde a una distancia de 1000 pc aún se detecta contracción, para el Caso 2 a esta misma distancia, pareciera que la nube se expande. Esto se debe principalmente a que la medida de expansión para el Caso 2 es aproximadamente 8 veces menor que la medida de expansión del Caso 1. Entonces para el Caso 2, solo se podría seguir detectando la contracción hasta una distancia máxima de 700 pc. Más allá de esta distancia, ya no se podría asegurar cuál es el movimiento global de la nube.

Con respecto a la medida de rotación, los resultados se muestran en las Figuras 3.10 y 3.11. Los colores naranja, azul y verde corresponden a las medidas de rotación obtenidas con los datos transformados, en coordenadas Galácticas, alrededor de los vectores unitarios \hat{i} , \hat{j} , \hat{k} , respectivamente; y en el mismo lugar, en color negro, se graficó la medida de rotación obtenida con los datos directos de la simulación.

Tanto para el Caso 1 como para el Caso 2, se observa que la medida de rotación a lo largo de cada eje coordenado obtenida con los datos directos de la simulación no es la misma a la obtenida con los datos transformados, ya que las gráficas no coinciden. Esto se debe a que en el sistema de referencia de la simulación, el eje x apunta en dirección del punto vernal, y al realizar la transformación de coordenadas de un sistema ecuatorial a un sistema Galáctico, ahora el sistema de referencia corresponde al sistema de reposo local (SLR).

Para el Caso 1, a una distancia de 50 pc se detecta una ligera rotación alrededor de la dirección \hat{j} a $1t_{\text{ff}}$. Sin embargo, conforme la distancia, aumenta, tanto la medida de rotación como las barras de error también aumentan. Es decir, en general si se puede detectar una rotación de la nube pero el valor detectado probablemente será alejado al valor real.

Con respecto al Caso 2, con los datos transformados se detecta una rotación alta alrededor de la dirección \hat{j} , mientras que con los datos directos de la simulación esta rotación es más notoria alrededor de la dirección \hat{k} . Entonces, a pesar de que se detecta una rotación diferente con cada

conjunto de datos, lo relevante es que se preservó la rotación de la nube después de haber realizado una rotación de ejes al pasar de un sistema de coordenadas a otro.

Tabla 3.2: Animaciones de las medidas de expansión y rotación utilizando los datos transformados para el Caso 1 y Caso 2.

	Medida de Expansión	Medida de Rotación
Caso 1	https://goo.gl/DHYXbQ	https://goo.gl/NCsybo
Caso 2	https://goo.gl/qvDj89	https://goo.gl/upn8dG

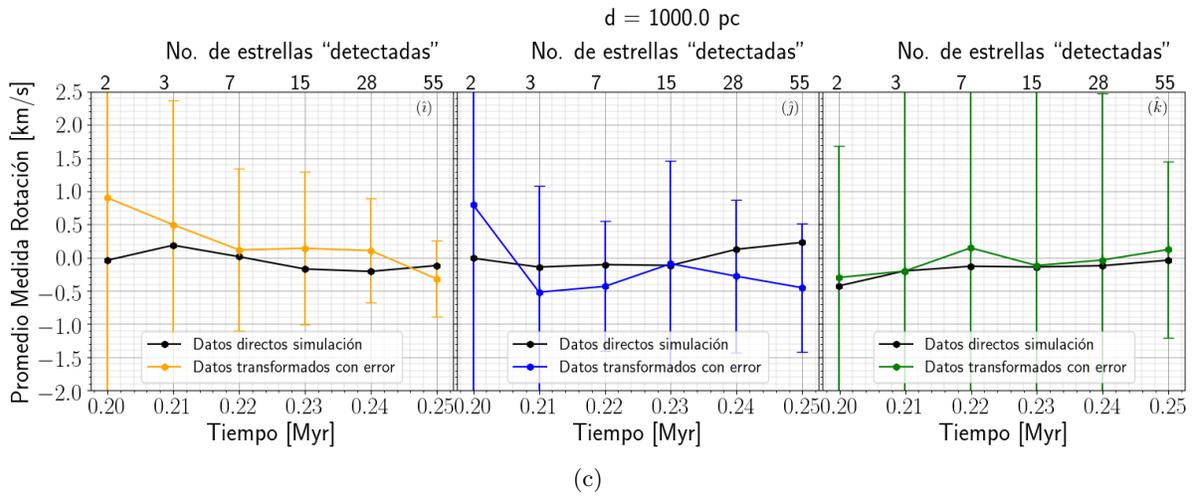
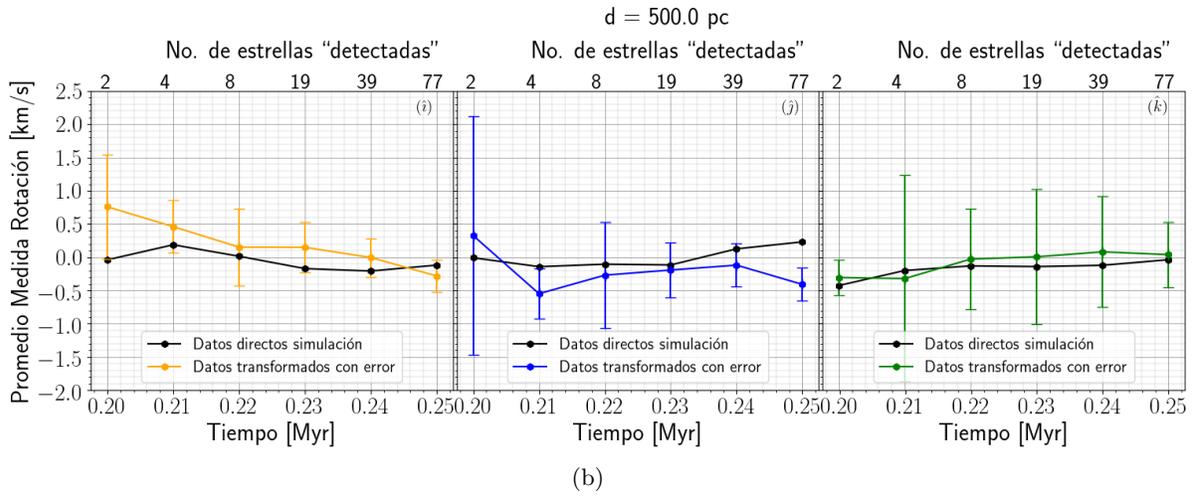
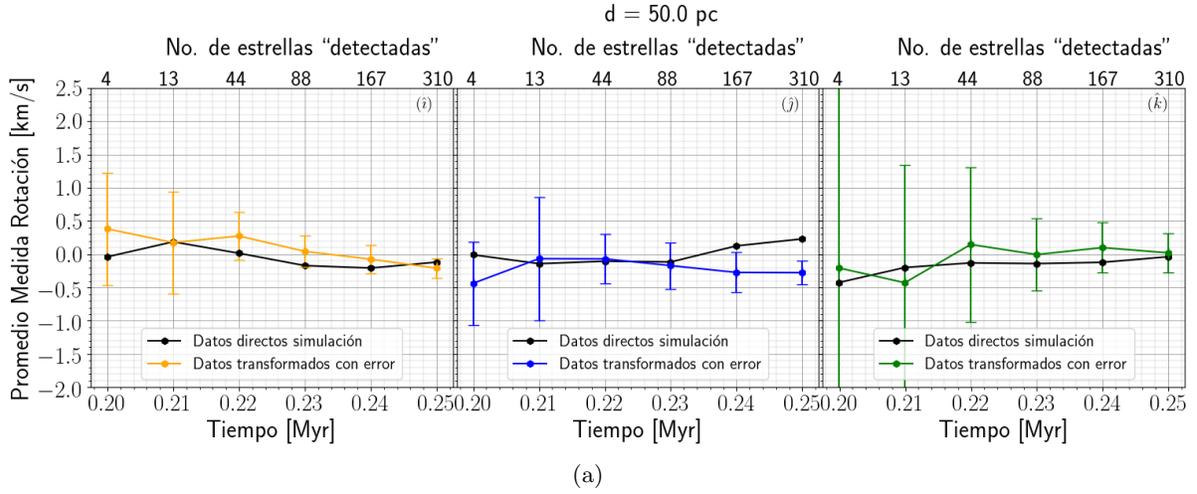
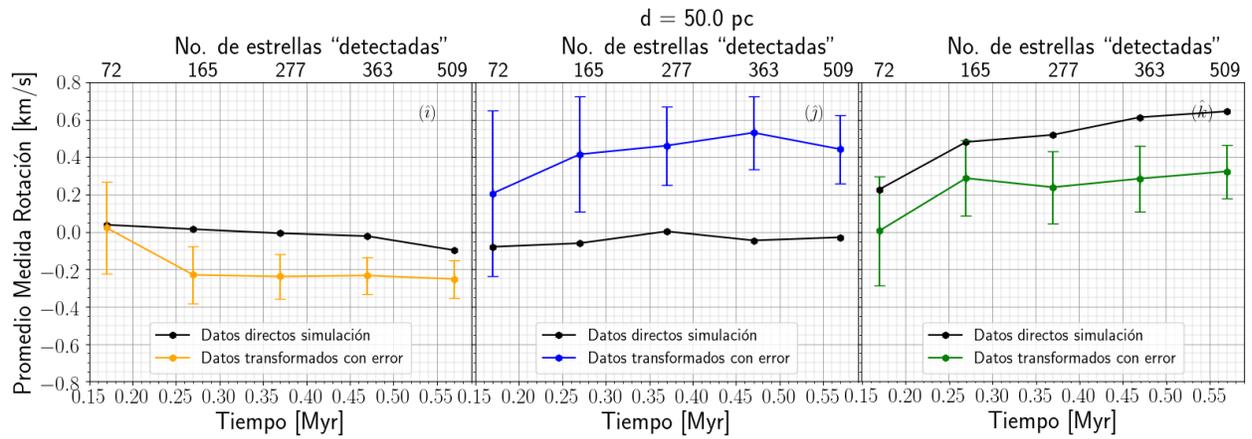
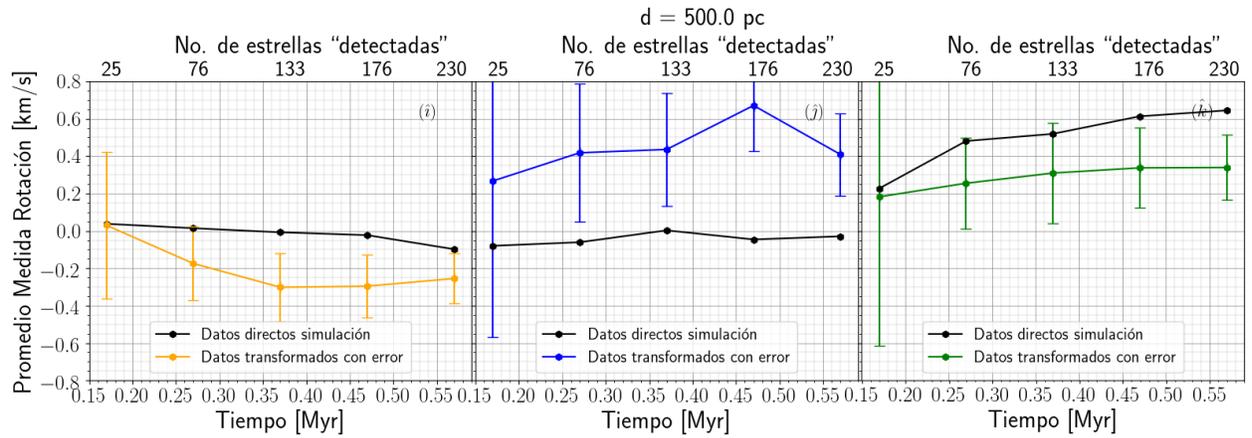


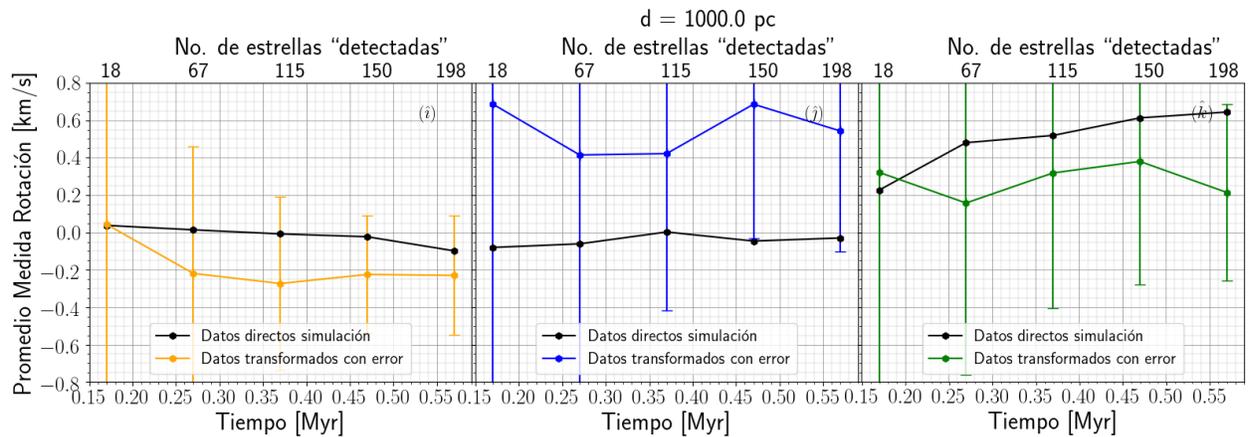
Figura 3.10: Medida de rotación alrededor de los ejes $\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$ estimada con los datos directos de la simulación (color negro) y los datos transformados (colores naranja, azul y verde, respectivamente) usando la simulación realizada por Ballesteros-Paredes et. al (2015)[9] (Caso 1). Medida estimada a una distancia de (a) 50 pc, (b) 500 pc, c) 1000 pc.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.11: Medida de rotación alrededor de los ejes \hat{i} , \hat{j} , \hat{k} estimada con los datos directos de la simulación (color negro) y los datos transformados (colores naranja, azul y verde, respectivamente) usando la simulación realizada por Kuznetsova et al.(2015)[31] (Caso 2). Medida estimada a una distancia de (a) 50 pc, (b) 500 pc, c) 1000 pc.

Capítulo 4

Discusión

A continuación se discuten los resultados encontrados en el Capítulo 3 para la simulación Caso 3, elaborada por Zamora-Avilés et al.(en prep).

A $1 t_{\text{ff}}$, en todos los modelos e independientemente de la condición inicial utilizada, se observa que a mayor número de Mach la medida de rotación y la medida de expansión negativa tienden a disminuir. Esta disminución se debe a que entre mayor sea el número de Mach entonces mayor será la turbulencia generada en la nube, y por tanto las posiciones y velocidades de las estrellas tienden a aleatorizarse más.

Por otro lado se observa que el número de estrellas aumenta a números de Mach grandes. A números de Mach grandes ocurren choques fuertes, lo cual a su vez genera muchas zonas con densidades muy altas, ocasionando que el código forme muchas estrellas en poco tiempo.

Ahora, ya que todos los modelos utilizados (M8, M16 y M32) siguen aproximadamente el mismo comportamiento, para el siguiente análisis se trabajará únicamente con el modelo M16. Los resultados de los otros modelos pueden consultarse en la Tabla 3.1. En la Tabla 4.1 se muestran la medida de expansión, la medida de rotación y el número de estrellas para el modelo de M16, cuando se incluye una rotación inicial y un cizallamiento inicial de 0.1, 0.3 y 1 $\text{km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$.

Cuando la rotación inicial es de 0.1 $\text{km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$ se tiene una medida de expansión de -13.80 km s^{-1} . Esta medida es más cerca a cero cuando la rotación inicial es de 0.3 $\text{km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$, ya que ahora se tiene una medida de expansión de -5.78 $\text{km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$. Entonces, un ligero incremento en la rotación inicial genera que la contracción disminuya. Sin embargo, con la cantidad de estrellas sucede lo contrario: hay un mayor número de estrellas cuando la rotación inicial es de 0.3 $\text{km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$ en lugar de 0.1 $\text{km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$. Lo que sucede es que posiblemente la rotación desempeña un papel de soporte en la nube: entre menos rotación inicial, entonces hay menos soporte y si existe menos soporte entonces la nube colapsa más rápido (se tiene una mayor medida de expansión negativa). Sin embargo, como a mayor rotación se tiene un mayor soporte, entonces esta rotación provocará que la nube tenga una mayor fragmentación, y por ende un mayor número de estrellas. Finalmente, cuando la rotación inicial es demasiado grande, la nube se expande y por lo tanto el colapso disminuye. Es por ello que en este caso la medida de expansión resulta positiva y el número de estrellas es pequeño (ver última fila, Tabla 4.1).

Con respecto al cizallamiento inicial (Figura 4.1, columna derecha), cuando se incrementa el cizallamiento de 0.1 a 0.3 $\text{km s}^{-1}\text{pc}^{-1}$, la medida de expansión, negativa, se hace cada vez más pequeña en valor absoluto y además aumenta ligeramente el número de estrellas. Pareciera entonces

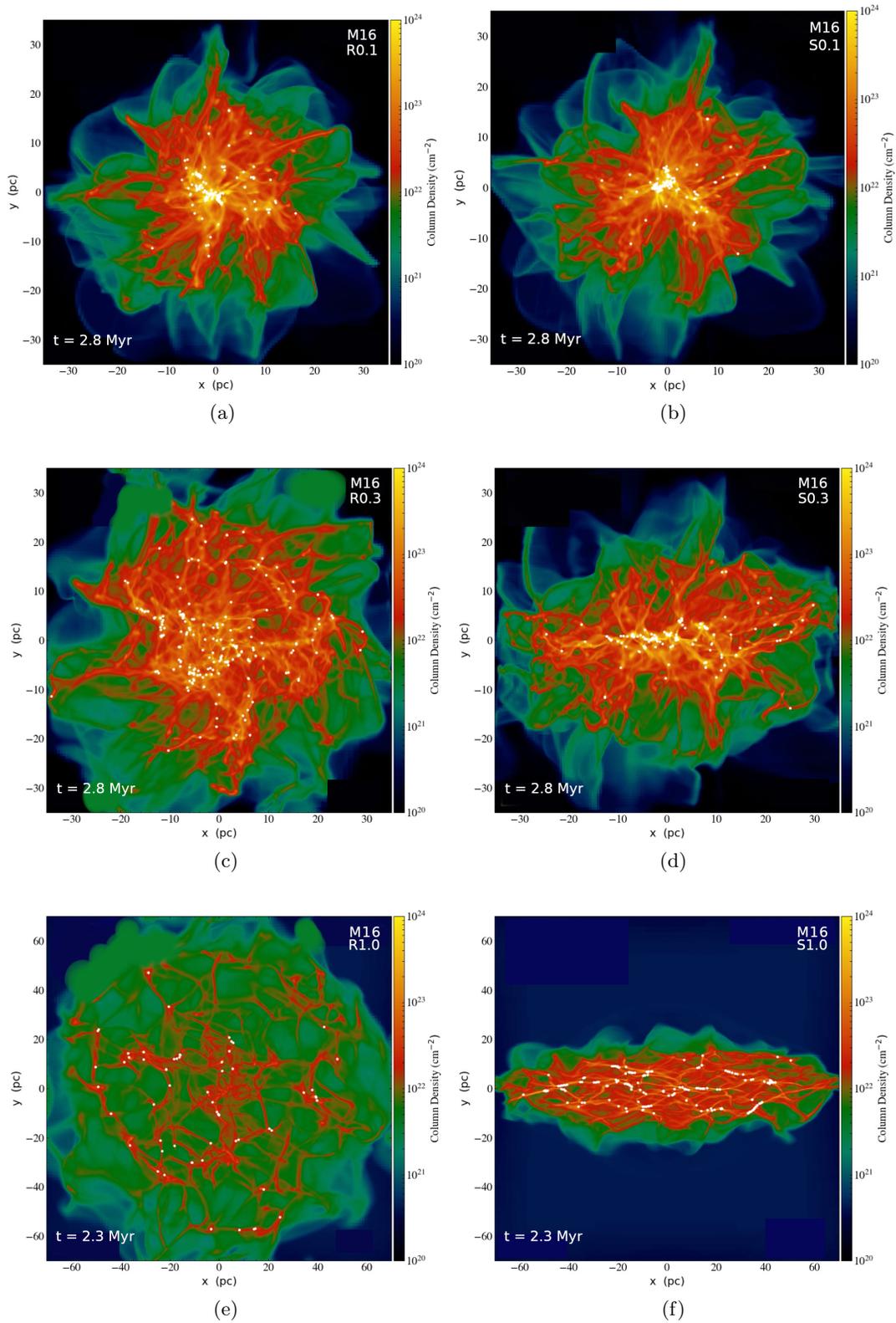


Figura 4.1: Imágenes del modelo M16 de la simulación elaborada por Zamora-Avilés et al.(en prep). La columna izquierda corresponde a los diferentes casos con rotación inicial diferente de cero, y la columna derecha muestra los casos cuando ahora el cizallamiento es distinto de cero. Las primeras 4 imágenes (a,b,c,d) corresponden a $\sim 1t_{\text{ff}}$, mientras que las últimas dos imágenes (e y f) corresponden a $\sim 0.8t_{\text{ff}}$.

que ocurre el mismo efecto que en la rotación inicial, aunque en este caso el incremento en estrellas es muy poco. Esto podría significar que el cizallamiento no provoca que la nube se fragmente tanto como la rotación inicial. Sin embargo, se necesitan más simulaciones con diferentes valores de cizallamiento inicial para poder asegurar la relación entre el cizallamiento y la fragmentación de la nube.

Ahora, si se compara la rotación y el cizallamiento inicial vemos que en cualquiera de los dos valores (0.1 y 0.3 km s⁻¹) las medidas de expansión negativa son muy cercanas. También se observa que hay un mayor número de estrellas cuando se utiliza una rotación inicial distinta de cero (ver primeras dos filas, Figura 4.1) en lugar de un cizallamiento distinto de cero. Nuevamente, pareciera que la rotación genera más soporte que el cizallamiento, y por tanto produce una mayor fragmentación y un mayor número de estrellas.

Tabla 4.1: Medida de expansión, medida de rotación y número de estrellas en un $1t_{\text{ff}}$ de la simulación elaborada por Zamora-Avilés et al.(en prep) para el modelo M16. Se muestran los valores cuando se considera una rotación inicial (R_i) y un cizallamiento inicial (S_i) distinto de cero.

M16	ME _{true} [km s ⁻¹]		MR _{true} [km s ⁻¹]		No. estrellas	
[km s ⁻¹ pc ⁻¹]	R_i	S_i	R_i	S_i	R_i	S_i
0.1	-13.79842	-13.69866	4.04762	0.17091	152	145
0.3	-5.78208	-6.85483	5.36484	0.29235	204	159
1.0	8.74589	4.37524	5.12041	0.18823	96	260

Capítulo 5

Conclusiones

Se calcularon las medidas de expansión y rotación para un conjunto de simulaciones numéricas, las cuales representaban nubes moleculares con diferentes propiedades físicas. Se supuso que las simulaciones se encontraban a una distancia d , en una dirección (α, δ) del cielo, y se realizaron las transformaciones necesarias para expresar las posiciones y velocidades de las estrellas simuladas con respecto al centro de masa de la nube. Se analizaron los casos donde se varió tanto el número de estrellas observadas (representando una nube con diferentes niveles de extinción), como el valor de las incertidumbres en las posiciones y velocidades (representado datos de una observación limitada). También se analizó el efecto de la distancia sobre las medidas de expansión y rotación, tomando valores en un rango de 50 pc a 1000 pc.

Se encontró que las medidas de expansión y rotación caracterizan de forma efectiva el movimiento global de la nube molecular simulada, con cierto grado de confianza: en las simulaciones donde se presentaba un colapso vigoroso se detectaron medidas de expansión negativas y altas. Por otro lado, hubo casos donde la nube simulada presentaba una expansión generada por una rotación inicial ó un cizallamiento inicial. Para estos casos, se detecto una medida de expansión positiva y alta.

Por otra parte, se encontró que entre mayor sea el número de estrellas detectadas (más 10% del total de estrellas) y menos sea el nivel de incertidumbre, se tendrá una buena medida de expansión y rotación. Incluso, aunque se tengan errores hasta del 50% en posiciones y velocidades, aún se podría seguir detectando el movimiento global de la nube molecular, aunque la medida detectada será lejana al valor real. Con respecto a la distancia, entre más cercana se encuentre la nube, se tendrán mejores valores tanto para las posiciones y velocidades de las estrellas, y por consiguiente se tendrá una mejor medida de expansión y rotación.

A través de éstas simulaciones se comprobó que la medida de expansión y rotación cuantifican de forma efectiva el movimiento sistemático de la nube molecular, tanto en situaciones ideales donde exista poca extinción, incertidumbres bajas y una muestra grande de estrellas, como en el peor de los casos, donde las incertidumbres son altas y la muestra de estrellas es pequeña debido a la alta extinción presente en la nube. En este último caso, a pesar de obtener medidas de expansión y rotación lejanas al valor real, aún se podría detectar el movimiento global de la nube molecular.

Como trabajo a futuro, se utilizará datos del catálogo de Gaia-DR2 para aplicar el método de la medida de expansión y rotación. También se desarrollará un método que permita estimar la medida de expansión y rotación sobre el plano del cielo (2D) para comparar si éstas medidas son representativas con el caso en 3D.

Apéndice A

Teorema del virial

Por medio del teorema del virial (TV) se puede realizar un análisis sobre el balance energético de las nubes moleculares. Considere una masa M , confinada en un volumen V , por un medio externo caliente de presión P_{ext} . La ecuación de balance de fuerzas está dada por:

$$0 = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial x_i} - \frac{\partial P}{\partial x_i} \quad (\text{A.1})$$

donde $-\frac{\partial \phi}{\partial x_i}$ es el campo gravitacional debido a la nube de gas:

$$-\frac{\partial \phi}{\partial x_i} = G \int \frac{\rho(\mathbf{x}') (x_i - x'_i)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d^3 x' \quad (\text{A.2})$$

Al multiplicar la ecuación (A.1) por un vector de posición x_i , e integrar sobre un volumen V , se obtiene el teorema del virial tensorial:

$$0 = \int_V \left(-\rho x_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} - x_i \frac{\partial P}{\partial x_i} \right) d^3 x \quad (\text{A.3})$$

El segundo término de la ecuación (A.3) puede reescribirse como:

$$-x_i \frac{\partial P}{\partial x_i} = -\frac{\partial (x_i P)}{\partial x_i} + \frac{\partial x_i}{\partial x_i} P \quad (\text{A.4})$$

Luego:

$$-\int_V x_i \frac{\partial P}{\partial x_i} d^3 x = -\int_V \frac{\partial}{\partial x_i} (x_i P) d^3 x + 3 \int_V P d^3 x. \quad (\text{A.5})$$

Usando el teorema de divergencia de Gauss, esta última expresión se puede expresar como:

$$-\int_V x_i \frac{\partial P}{\partial x_i} d^3 x = -\oint (x_i P) \hat{n}_i dS + 2\mathcal{U} \quad (\text{A.6})$$

donde $\mathcal{U} = \frac{3}{2} \int_V P d^3 x$ es la energía interna (o térmica) de la nube. Además, se ha usado el hecho de que $\frac{\partial x_i}{\partial x_i} = 3$.

Por último, para el término gravitacional tiene:

$$\begin{aligned}
-\int_V \rho x_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} &= -\int_V \rho x_i \left(G \int_V \frac{\rho(\mathbf{x}') (x_i - x'_i)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} \right) d^3 x' = \\
&= -G \int_V \int_V \frac{\rho(\mathbf{x}) \rho(\mathbf{x}') x_i (x_i - x'_i)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d^3 x' d^3 x
\end{aligned} \tag{A.7}$$

A excepción del término x_i y el signo menos en $(x_i - x'_i)$, el integrando es simétrico con respecto a las variables primadas y no primadas. Entonces, reemplazando x_i por $(x_i - x'_i)/2$, y tomando el hecho de que $(x_i - x'_i)(x_i - x'_i) = |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2$ se tiene:

$$-\int_V \rho x_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} = -\frac{G}{2} \int_V \int_V \frac{\rho(\mathbf{x}) \rho(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d^3 x d^3 x' = \mathcal{W} \tag{A.8}$$

donde \mathcal{W} representa la energía autogravitacional del gas, dentro del volumen V .

Juntando los términos de las ecuaciones (A.6) y (A.8), se obtiene el teorema virial escalar:

$$\mathcal{W} + 2\mathcal{U} = P_{ext} \oint x_i \hat{n}_i dS \tag{A.9}$$

Ya que la presión superficial es pequeña en comparación con la energía térmica dentro del volumen V , entonces la integral de superficie puede despreciarse, por lo que se tiene:

$$\mathcal{W} + 2\mathcal{U} = 0 \tag{A.10}$$

Tradicionalmente la ecuación A.10 se ha interpretado como un “equilibrio virial”, es decir un estado dinámico en el cual la nube no se colapsa ni se expande.

Bibliografía

- [1] Alves, J. F., Lada, C. J., & Lada, E. A. 2001, *nat*, 409, 159
- [2] Audit, E., & Hennebelle, P. 2005, *aap*, 433, 1
- [3] Ballesteros-Paredes, J., Hartmann, L., & Vázquez-Semadeni, E. 1999, *apj*, 527, 285
- [4] Ballesteros-Paredes, J., Vázquez-Semadeni, E., & Scalo, J. 1999, *apj*, 515, 286
- [5] Ballesteros-Paredes, J., Klessen, R. S., Mac Low, M.-M., & Vazquez-Semadeni, E. 2007, *Protostars and Planets V*, 63
- [6] Ballesteros-Paredes, J., & Hartmann, L. 2007, *rmxaa*, 43, 123
- [7] Ballesteros-Paredes, J. 2006, *mnras*, 372, 443
- [8] Ballesteros-Paredes, J., Hartmann, L. W., Vázquez-Semadeni, E., Heitsch, F., & Zamora-Avilés, M. A. 2011, *mnras*, 411, 65
- [9] Ballesteros-Paredes, J., Hartmann, L. W., Pérez-Goytia, N., & Kuznetsova, A. 2015, *mnras*, 452, 566
- [10] Blitz, L., & Shu, F. H. 1980, *apj*, 238, 148
- [11] Burkhart, B. 2016, *APS April Meeting Abstracts*, K4.001
- [12] Colín, P., Vázquez-Semadeni, E., & Gómez, G. C. 2013, *mnras*, 435, 1701
- [13] Dzib, S. A., Loinard, L., Ortiz-León, G. N., Rodríguez, L. F., & Galli, P. A. B. 2018, *arXiv:1810.0191*
- [14] Elmegreen, B. G., & Scalo, J. 2004, *araa*, 42, 211
- [15] Falgarone, E., Phillips, T. G., & Walker, C. K. 1991, *apj*, 378, 186
- [16] Goldreich, P., & Kwan, J. 1974, *apj*, 189, 441
- [17] Hacar, A., Tafalla, M., Forbrich, J., et al. 2018, *aap*, 610, A77
- [18] Hartmann, L., Ballesteros-Paredes, J., & Bergin, E. A. 2001, *apj*, 562, 852
- [19] Hartmann, L., & Burkert, A. 2007, *apj*, 654, 988
- [20] Heitsch, F., Burkert, A., Hartmann, L. W., Slyz, A. D., & Devriendt, J. E. G. 2005, *apjl*, 633, L113

- [21] Heitsch, F., Slyz, A. D., Devriendt, J. E. G., Hartmann, L. W., & Burkert, A. 2006, *apj*, 648, 1052
- [22] Heitsch, F., & Hartmann, L. 2008, *apj*, 689, 290
- [23] Heitsch, F., Ballesteros-Paredes, J., & Hartmann, L. 2009, *apj*, 704, 1735
- [24] Heyer, M., Krawczyk, C., Duval, J., & Jackson, J. M. 2009, *apj*, 699, 1092
- [25] Hopkins, P. F. 2012, *mnras*, 423, 2016
- [26] Ibáñez-Mejía, J. C., Mac Low, M.-M., Klessen, R. S., & Baczynski, C. 2016, *apj*, 824, 41
- [27] Jappsen, A.-K., Klessen, R. S., Larson, R. B., Li, Y., & Mac Low, M.-M. 2005, *Starbursts: From 30 Doradus to Lyman Break Galaxies*, 329, P31
- [28] Jeffreson, S. M. R., & Kruijssen, J. M. D. 2018, *mnras*, 476, 3688
- [29] Jordi, C., Gebran, M., Carrasco, J.~M., et al. 2010, *aap*, 523, A48
- [30] Koyama, H., & Inutsuka, S.-i. 2002, *apjl*, 564, L97
- [31] Kuznetsova, A., Hartmann, L., & Ballesteros-Paredes, J. 2015, *apj*, 815, 27
- [32] Mac Low, M.-M., Klessen, R., Ossenkopf, V., et al. 1998, *Astronomische Gesellschaft Abstract Series*, 14, 122
- [33] Mac Low, M.-M. 1999, *apj*, 524, 169
- [34] Maddalena, R. J., & Thaddeus, P. 1985, *apj*, 294, 231
- [35] Padoan, P., Pan, L., Haugbølle, T., & Nordlund, Å. 2016, *apj*, 822, 11
- [36] Ridge, N. A., Di Francesco, J., Kirk, H., et al. 2006, *aj*, 131, 2921
- [37] Rivera, J. L., Loinard, L., Dzib, S. A., et al. 2015, *apj*, 807, 119
- [38] Seifried, D., Walch, S., Haid, S., Girichidis, P., & Naab, T. 2018, *apj*, 855, 81
- [39] Seifried, D., Walch, S., Haid, S., Girichidis, P., & Naab, T. 2018, *apj*, 855, 81
- [40] Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *aap*, 358, 593
- [41] Springel, V. 2005, *mnras*, 364, 1105
- [42] Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Gammie, C. F. 1998, *apjl*, 508, L99
- [43] Vázquez-Semadeni, E., Gómez, G. C., Jappsen, A. K., et al. 2007, *apj*, 657, 870
- [44] Vázquez-Semadeni, E. 2007, *Triggered Star Formation in a Turbulent ISM*, 237, 292
- [45] Wilson, R. W., Jefferts, K. B., & Penzias, A. A. 1970, *apjl*, 161, L43
- [46] Zuckerman, B., & Evans, N. J., II 1974, *apjl*, 192, L149