

Universidad Nacional de Córdoba

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación

Trabajo Especial de Licenciatura

Estudio de la evolución de
diferentes nubes protoestelares
en simulaciones

Gianuzzi, Emmanuel

Director: Stasyszyn, Federico Andrés

Marzo de 2021

This work is licensed under a [Creative Commons “Attribution-NonCommercial-ShareAlike 4.0 International”](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/) license.



Agradecimientos

Le agradezco de todo corazón a toda mi familia, principalmente a mi mamá, mi papá y mi hermano, quienes me han dado incondicionalmente todo el cariño y apoyo necesarios para poder cumplir este logro. Todo mi amor y gratitud para ustedes, siempre.

También quisiera agradecer a todas las personas que me han formado académicamente, en especial a Fede quién siempre estuvo dispuesto a ayudarme en la realización de este proyecto.

A mis amigos y amigas, tanto de Casares como de Córdoba, por todas las risas, sonrisas y momentos de alegría compartidos.

A Abril, quien hoy es una persona muy importante en mi vida, y quien ha dedicado su tiempo y esfuerzo acompañándome en el último trayecto de este trabajo.

Agradezco a la UNC, Universidad pública, gratuita y laica, y también a la FaMAF, por haberme brindado la oportunidad de aprender y formarme, tanto académica como personalmente.

Muchísimas gracias a todas las personas que confiaron en mí. Este trabajo también es de ustedes. :)

Los últimos meses de trabajo de este proyectos fueron realizados con el apoyo económico de la Beca de estímulo a la investigación científica, otorgada por la Asociación Argentina de Astronomía.

Resumen

El proceso de formación estelar es aún uno de los principales problemas sin resolver de la astrofísica moderna. A pesar de que el conocimiento acerca de este proceso fundamental, conectado a las áreas de formación galáctica, ciencia planetaria y la evolución estelar, se ha modificado y ampliado notablemente en las últimas décadas gracias a las nuevas observaciones y a los avances teóricos, aún quedan muchas incógnitas por responder. Con el fin de brindar información sobre este proceso, este trabajo plantea el estudio de nubes protoestelares por medio de simulaciones numéricas.

Para este trabajo se realizaron simulaciones numéricas de la evolución de nueve nube protoestelares, creadas con el código `TURBULENT-CLOUD`, variando el índice del espectro de potencias en velocidades inicial $\kappa = \{-2, -4, -6\}$, la magnitud de la energía cinética inicial $\alpha_{tur} = \{0.5, 1\}$, y el modelo de ecuación de estado. Todas las nubes poseen radio $R = 0.1875$ pc, masa $M = 50 M_{\odot}$, cantidad de partículas $N \sim 3 \times 10^6$, densidad homogénea $\rho_0 \simeq 1811 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, temperatura inicial $T = 10$ K, y tiempo de caída libre $T_{ff} = 1.9 \times 10^5$ años.

Todas las nubes evolucionadas logran formar partículas *sink*, y se realizaron comparaciones entre simulaciones sobre distintas propiedades tales como la evolución de su espectro de potencias, energía, y multiplicidad de sistemas formados.

Entre algunos resultados, se obtiene que todos los sistemas modifican su espectro de potencias en velocidades, tendiendo a uno con índice $\kappa \approx -4$, en concordancia con el modelo de turbulencia de Burgers. También se obtiene que las nubes con índice $\kappa = -2$ colapsan de forma casi homogénea, con un alto valor de tasa de acreción; mientras que las nubes con índice $\kappa = -6$ presentan alta fragmentación desde el inicio de su evolución, con un bajo valor de tasa de acreción. Además se obtiene que las simulaciones con $\alpha_{tur} = 1$ forman su primer partícula *sink* antes que sus contrapartes con $\alpha_{tur} = 0.5$.

Abstract

The process of star formation is still one of the main unsolved problems of modern astrophysics. Although the knowledge about this fundamental process, connected to the areas of galactic formation, planetary science and stellar evolution, has been significantly modified and extended in the last decades thanks to new observations and theoretical advances, there are still many unknowns to be answered. In order to provide information about this process, this work proposes the study of protostellar clouds by means of numerical simulations.

For this work, numerical simulations of the evolution of nine protostellar clouds, created with the code `TURBULENT-CLOUD`, varying the index of the initial power spectrum in velocities $\kappa = \{-2, -4, -6\}$, the magnitude of the initial kinetic energy $\alpha_{tur} = \{0.5, 1\}$, and the equation of state model, were carried out. All clouds possess radius $R = 0.1875$ pc, mass $M = 50 M_{\odot}$, particle number $N \sim 3 \times 10^6$, homogeneous density $\rho_0 \simeq 1811 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, initial temperature $T = 10$ K, and free-fall time $T_{ff} = 1.9 \times 10^5$ years.

All the evolved clouds manage to form sink particles, and comparisons were made between simulations on different properties such as the evolution of their power spectrum, energy, and multiplicity of formed systems.

Among some results, it is obtained that all the systems modify their power spectra in velocities, tending to one with index $\kappa \approx -4$, in agreement with the Burgers turbulence model. It is also obtained that clouds with index $\kappa = -2$ collapse almost homogeneously, with a high value of accretion rate; while clouds with index $\kappa = -6$ present high fragmentation from the beginning of their evolution, with a low value of accretion rate. It is also obtained that simulations with $\alpha_{tur} = 1$ form their first sink particle earlier than their counterparts with $\alpha = 0.5$.

Índice

1	Introducción	1
2	Teoría de Formación Estelar	3
2.1	Visión general	3
2.1.1	Gas y polvo interestelar	5
2.1.2	Detección de campos magnéticos	8
2.1.3	Fases de la evolución estelar	9
2.2	Formación estelar: Nubes moleculares	10
2.2.1	Propiedades generales	11
2.2.1.1	Relación ancho de línea - tamaño de nube	12
2.2.1.2	Equilibrio virial cercano	13
2.2.1.3	Espectro de masa	15
2.2.2	Calentamiento y Enfriamiento	16
2.2.3	Turbulencia	18
2.2.4	Campos Magnéticos	20
2.2.4.1	Morfología	22
2.2.4.2	Intensidad	23
2.2.5	Rotación	24
2.3	Formación y colapso protoestelar	25
2.3.1	Condiciones iniciales para el colapso gravitatorio	25
2.3.2	Colapso isotérmico	29
2.3.3	Fases de formación protoestelar	31
2.3.4	Ecuación de estado (<i>EOS</i>)	34
2.3.5	Fragmentación	35
2.3.6	Eficiencia	38
2.4	Evolución pre-secuencia principal	40
3	Herramientas numéricas	44
3.1	Introducción	44
3.2	Hidrodinámica de Partículas Suavizadas	48
3.2.1	Viscosidad artificial	50
3.2.2	Encuentros cercanos	51
3.2.3	Esquema <i>Leap-Frog</i> (<i>DKD</i>)	52
3.3	Partículas sumidero	53
3.3.1	Acreción	53
3.3.2	Creación	54
3.4	Generador de condiciones iniciales	57
3.5	Simulaciones	62

4 Resultados y Análisis	65
5 Conclusiones	79
A Anexos	89
A.1 Constantes físicas	89

Índice de figuras

1	Ciclo de formación estelar.	4
2	Esquema de línea de 21 cm del H.	6
3	Esquemas de un grano y una nube de polvo interestelar.	7
4	Barnard68 en visible e infrarrojo.	8
5	Nebulosa Cabeza de Caballo en visible y milimétrico.	9
6	Campo magnético en Nebulosa de Flama.	10
7	Dispersión de velocidades en función del tamaño.	13
8	Masa virial en función del tamaño.	14
9	Espectro de masa en <i>GMCs</i> y <i>clumps</i>	16
10	Espectro de masa de <i>cores</i>	17
11	Clasificación por Mach.	19
12	Esquema de cascada turbulenta.	20
13	Dirección campo magnético en Orión A.	22
14	Efecto Zeeman en nubes.	23
15	Rotación en nubes.	24
16	Momento angular en nubes.	28
17	Clasificación de nubes según campo magnético.	30
18	Densidad externa en colapso.	32
19	Esquema de protoestrella en formación.	33
20	Trayectorias evolutivas del colapso gravitacional.	34
21	Fases del colapso e índice politrópico.	36
22	Esquema de fragmentación.	36
23	Función de masa estelar y pre-estelar.	39
24	Esquema de trayectos pre-secuencia-principal.	41
25	Estrellas T-Tauri y Herbig Ae.	42
26	Esquema resumen de formación estelar.	43
27	Esquema de discretización en partículas y en volumen.	47
28	Esquema de <i>kernel</i> en <i>SPH</i>	50
29	Formación de esfera de partículas.	58
30	Comparación de perfiles densidad.	58
31	Interpolación de velocidades.	59
32	Comparación espectros de potencia.	61
33	Ecuaciones de estado utilizadas.	64
34	Cantidad de partículas <i>sink</i> en función del tiempo	66
35	Visualización a $t = 0$	67
36	Visualización a $t = 0.25 T_{ff}$	67
37	Visualización a $t = 0.75$	68

38	Evolución energía cinética	69
39	Distribución del módulo de la velocidad de cuatro simulaciones	69
40	Masa total de partículas <i>sink</i> , <i>SFE</i> , $\langle SFR_{ff} \rangle$ y SFE_{ff}	71
41	Ajuste polinómico y <i>RMSE</i>	72
42	Energía térmica en simulaciones	73
43	Espectro de potencias de velocidades de cuatro simulaciones	74
44	Cantidad de aglomeraciones en simulaciones	75
45	Distancias iniciales de partículas <i>sink</i>	76

Índice de tablas

1	Componentes del <i>ISM</i>	5
2	Fases de la evolución estelar.	10
3	Propiedades de las nubes moleculares.	11
4	Condiciones iniciales de nubes simuladas.	64
5	Propiedades finales de nubes simuladas.	65
6	Ajustes lineales de $\langle \hat{M}_\star \rangle$	70
7	<i>MF</i> y <i>CF</i>	77

1 Introducción

El proceso de formación estelar ocurre cuando regiones de alta densidad, dentro de nubes moleculares en el medio interestelar (*ISM*, por sus siglas en inglés), colapsan gravitatoriamente, generando las condiciones para que se produzca la fusión nuclear que dará comienzo a la vida de una estrella. Este proceso ocupa una posición crítica en la astrofísica, ya que su comprensión es necesaria para avanzar en otros problemas fundamentales, como la evolución estelar, el estado energético del *ISM*, con sus consecuencias tanto en la evolución galáctica y la formación de sistemas planetarios (Bodenheimer, 2011).

La teoría de formación estelar incluye el estudio del medio interestelar y de las nubes moleculares (*MC*, por sus siglas en inglés) como precursoras del proceso de formación de estrellas, y el estudio de las protoestrellas y los objetos estelares jóvenes, como sus productos inmediatos. Además de tener en cuenta la formación de una estrella simple, también considera estadísticas de los sistemas estelares múltiples, por ejemplo, el hecho que la mayoría de las estrellas no se forman aisladas sino como parte de un cúmulo o asociación estelar (Lada & Lada, 2003).

Dado que las nubes moleculares son los lugares donde nacen las estrellas, el estudio de la formación estelar pasa necesariamente por la comprensión de la formación, dinámica, estructura y evolución de estos objetos. Dichas nubes reúnen las condiciones físicas para la formación de moléculas, de allí su nombre, siendo las regiones más densas, oscuras y frías del medio interestelar.

Aunque el conocimiento acerca de *MCs* aumenta continuamente, todavía quedan muchas preguntas abiertas. Entre ellas, el proceso detallado por el que se forman (el cual definiría su estructura interna), el papel de los filamentos y los núcleos en su evolución, el papel de los diferentes procesos físicos en su dinámica (turbulencia, campos magnéticos, dinámica galáctica, etc.), y el significado de las relaciones de escala entre su masa o su dispersión de velocidad interna y su tamaño.

Una de las principales razones por las que el proceso de formación estelar es aún uno de los problemas sin resolver de la astrofísica, es la naturaleza altamente no lineal de las ecuaciones que lo gobiernan y la gran diversidad de procesos involucrados en diferentes escalas, los cuales incluyen la interacción de polvo y gas auto-gravitante, compresible y magnetizado, con efectos radiativos (Teyssier & Commerçon, 2019). Los métodos numéricos se han vuelto extremadamente importantes para la astronomía gracias al desarrollo de super-computadoras capaces de resolver estos sistemas de ecuaciones complejos, cuya solución analítica no está siquiera asegurada.

Larson (1969) realizó uno de los trabajos pioneros en aplicar métodos numéricos al problema de formación estelar, al simular el colapso de un núcleo denso (*dense core*) hasta la formación de una protoestrella, utilizando un modelo unidimensional, y considerando dinámica de gas acoplado y transporte radiativo. Aunque su trabajo se encontraba limi-

tado al no poder considerar efectos de campos magnéticos, turbulencia o rotación, Larson fue capaz de identificar las etapas del primer y segundo colapso, y la formación del primer y segundo *core*, conocidos como *cores* de Larson. Tres décadas más tarde, la primera simulación tridimensional capaz de describir la formación de una protoestrella por medio del colapso de un *core* fue realizada por Bate (1998). Su modelo, aunque despreciaba campos magnéticos, incluía rotación inicial y transporte radiativo por medio de una ecuación politrópica.

En esta tesina se pretende aportar al conocimiento general de la teoría de formación estelar estudiando la evolución de diferentes nubes protoestelares en simulaciones numéricas tridimensionales. La estructura de este trabajo es la siguiente: En la Sección 2 se presenta una breve revisión general de la teoría de formación estelar estándar. Primero se introduce al proceso de formación estelar, y luego se desarrolla acerca de sus fases; incluyendo las propiedades de las *MCs* y el *ISM*, el colapso gravitatorio, y la evolución pre-secuencia principal del objeto protoestelar formado. En la Sección 3 se realiza una presentación de las herramientas numéricas utilizadas a lo largo de este trabajo, comenzando por el sistema de ecuaciones hidrodinámicas a resolver, seguido de una descripción del método computacional Hidrodinámica de Partículas Suavizadas (*SPH*, por sus siglas en inglés) y de las partículas sumidero (*sink*). Luego, se desarrolla sobre el código generador de condiciones iniciales utilizado, y se finaliza con algunas especificaciones del código de simulación utilizado (*GIZMO*) y las propiedades de las condiciones iniciales. La Sección 4 está dedicada a la presentación de los resultados de las simulaciones y su análisis, y luego las conclusiones se presentan en el Sección 5 junto con los comentarios acerca de los pasos a seguir como continuación de este trabajo.

2 Teoría de Formación Estelar

En esta sección se presenta una breve descripción de distintos aspectos de la teoría de formación estelar estándar. Primero, se hace una breve introducción al proceso de formación estelar, y luego se desarrolla acerca de sus fases, incluyendo las propiedades de los sitios de formación estelar (nubes moleculares en el medio interestelar), el colapso gravitatorio que sufren estas nubes, y la evolución pre-secuencia principal del objeto protoestelar formado.

Toda la información detallada en este texto refiere a la formación de **estrellas de baja masa** ($M_{\star} \leq 8 M_{\odot}$) de **secuencia principal**, que se encuentran en equilibrio hidrostático y térmico, y cuya fuente principal de energía es la fusión de hidrógeno a helio en su núcleo (Stahler & Palla, 2005).

2.1 Visión general

En la Figura 1, se muestra la relación de la formación estelar con la evolución estelar y los procesos en el *ISM*, estableciendo un proceso cíclico, según Bodenheimer (2011). La secuencia inicia con la formación de grupos de estrellas a partir de una nube molecular. El signo de interrogación en el primer recuadro significa que, aunque se conocen las leyes y procesos físicos básicos que deben intervenir en la formación estelar, la forma en que estos procesos interactúan en un sistema complejo es un problema sin resolver (Bodenheimer, 2011; Ballesteros-Paredes et al., 2020). La secuencia continúa con la formación de regiones de hidrógeno ionizado (regiones HII) y el comienzo de la ruptura de la nube molecular envolvente, a partir de la radiación ionizante de las estrellas más masivas formadas. La contribución de vientos estelares, explosiones de supernovas (al alcanzar las estrellas el fin de su ciclo de vida) y expansión de las regiones HII, generan mayor ruptura de la nube molecular. Nuevas nubes moleculares pueden formarse en este punto, compuestas de los elementos liberados por las estrellas previas. Los procesos que involucran este paso aún no se comprenden bien, aunque un mecanismo posible es la aglomeración de las capas de material en expansión resultantes de la ruptura de las antiguas nubes. Se desconoce exactamente cómo se reúnen estas capas en las nubes moleculares gigantes (*GMCs*, por sus siglas en inglés), pero el proceso podría implicar ondas de densidad, o una gran cantidad de material en el medio interestelar tornándose inestable al colapso por gravedad. El ciclo concluye con la formación de regiones densas en las nuevas nubes moleculares (por medio de la fragmentación de ellas) y de estrellas en su interior.

El rango de escalas de longitud involucradas en el proceso de formación estelar - desde la escala de *parsecs* en las nubes moleculares hasta el orden del radio solar - es una de las dificultades que se afrontan al momento de estudiar los procesos involucrados. Algunos de los procesos individuales que se deben analizar e incluir en una posible solución al problema general de formación estelar son:

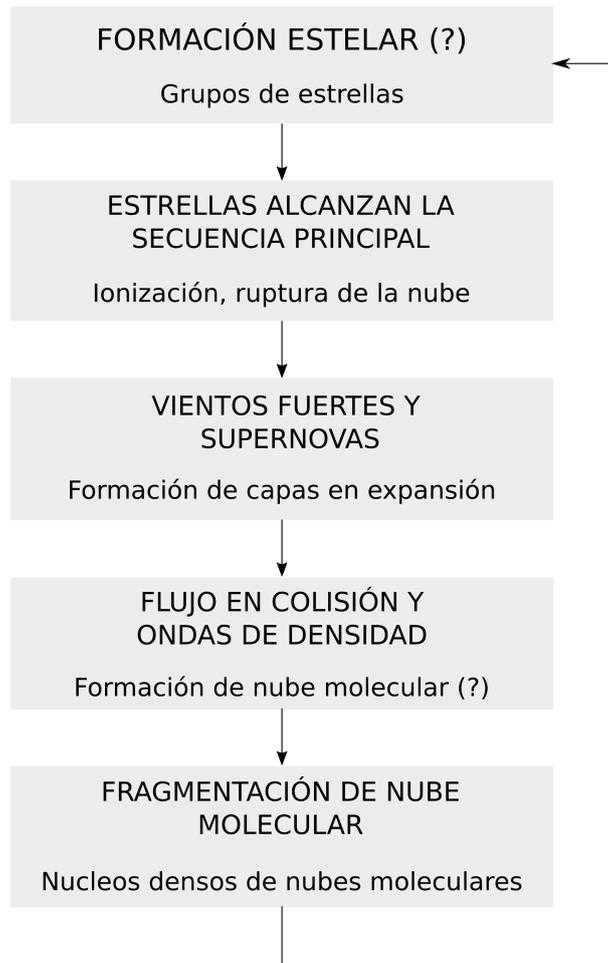


Figura 1: Conexión entre la formación de estrellas, la evolución estelar y la materia interestelar. La línea superior del texto de los recuadros refiere a los procesos físicos que están ocurriendo en la evolución estelar o en el medio interestelar, y la línea inferior se refiere a sus consecuencias. Adaptación de [Bodenheimer \(2011\)](#).

- Magnetohidrodinámica (MHD) del colapso de la materia bajo la gravedad.
- La ecuación de estado de un gas multifásico, incluyendo calentamiento, enfriamiento, disociación e ionización.
- La química molecular y la determinación de las abundancias de las moléculas presentes.
- Transporte radiativo.
- Turbulencia y convección.
- La física de las partículas de polvo, incluyendo su formación, crecimiento, destrucción e interacción con el gas y la radiación.
- Ondas de choque, por ejemplo, resultantes de la acumulación de gas en una estrella o disco, o de una explosión de supernova.

Debido a la gran dificultad para hallar una solución completa al problema de forma-

ción estelar (incluyendo todos los efectos y la especificación de las condiciones iniciales relevantes), en la práctica se incorpora sólo un conjunto limitado de los procesos físicos importantes, junto con algunas aproximaciones (como la geometría) simplificadas. Incluso los problemas reducidos no son en general solubles mediante técnicas analíticas, y deben emplearse simulaciones numéricas.

2.1.1 Gas y polvo interestelar

El espacio entre las estrellas es conocido como medio interestelar (*ISM*), y sus principales constituyentes son: materia (gas, polvo y rayos cósmicos), radiación electromagnética, campo gravitatorio y campo magnético (Ward-Thompson & Whitworth, 2011). La materia del *ISM* se compone principalmente de hidrógeno ($\sim 70\%$), seguido de helio ($\sim 28\%$) y cantidades menores de carbono, oxígeno y nitrógeno (Herbst, 1995). Su dinámica involucra efectos por movimientos de gas turbulento, choques y campos magnéticos, por lo tanto, su modelado requiere soluciones detalladas a las ecuaciones de la MHD.

Teniendo en cuenta su abundancia en el *ISM*, es importante considerar al hidrógeno como principal fuente de información observable relativa a formación estelar. Dependiendo de si este se encuentra en forma neutra (HI, $\sim 60\%$), ionizada (HII, $\sim 20\%$) o molecular (H_2 , $\sim 20\%$), de su temperatura y la densidad del entorno, el *ISM* se clasifica en distintas fases/componentes (Ver Tabla 1).

Componente	Escala [pc]	Temperatura [K]	Densidad [partículas/cm ³]	Método principal de observación
Medio molecular	70	10 – 20	$10^2 - 10^6$	Líneas moleculares de emisión y absorción en radio e infrarrojo
Medio neutro frío (CNM)	100 – 300	50 – 100	20 – 50	Líneas de absorción de HI (21 cm)
Medio neutro tibio (WNM)	300 – 400	6000 – 10000	0.2 – 0.5	Líneas de emisión de HI (21 cm)
Medio ionizado tibio (WIM)	~ 1000	~ 8000	0.2 – 0.5	Líneas de emisión de $\text{H}\alpha$, [NII], [SII], [OI], [OIII]
Medio ionizado caliente (HIM)	1000 – 3000	$\sim 10^6$	~ 0.0065	Emisión de rayos X; líneas de absorción de metales altamente ionizados

Tabla 1: Propiedades de componentes del *ISM* en la Vía Láctea. (Mathis, 2000; Ferrière, 2001; Osterbrock & Ferland, 2006).

El HI en su estado fundamental (no excitado) es incapaz de emitir líneas espectrales por transiciones orbitales de electrones. También es complicado detectar líneas de absorción

producidas por este elemento, ya que se requieren fotones de alta energía (en el espectro ultra-violeta UV de la luz) para excitar los electrones del nivel fundamental. Debido a esto, la identificación de HI en el *ISM* difuso suele realizarse en radio-frecuencia a través de la detección de la **línea de 21 cm**. Esta línea se genera por medio de la inversión del *spin* del electrón orbitante respecto al del protón del núcleo (de paralelo a anti-paralelo). La longitud de onda del fotón asociado es de 21.1 cm, correspondiente a una frecuencia de 1420 MHz.

Dentro de una región de HI, un átomo de hidrógeno puede ser excitado al estado $F=1$ (**S** e **I** en paralelo, ver Figura2) por medio de una colisión con otro átomo cercano. Aunque lo usual es que este primer átomo sufra luego una des-excitación por colisión, hay una pequeña probabilidad de que la transición al estado $F=0$ (anti-paralelo) ocurra junto a la emisión del fotón de 21 cm. En regiones de baja densidad del *ISM* difuso, la colisiones entre átomos de HI ocurren en escalas de tiempo de cientos de años y, aunque esto es mucho menor que la escala de tiempo de la emisión espontánea ($\sim 10^7$ años), una cantidad suficientemente grande de HI es capaz de generar información distinguible en radio.

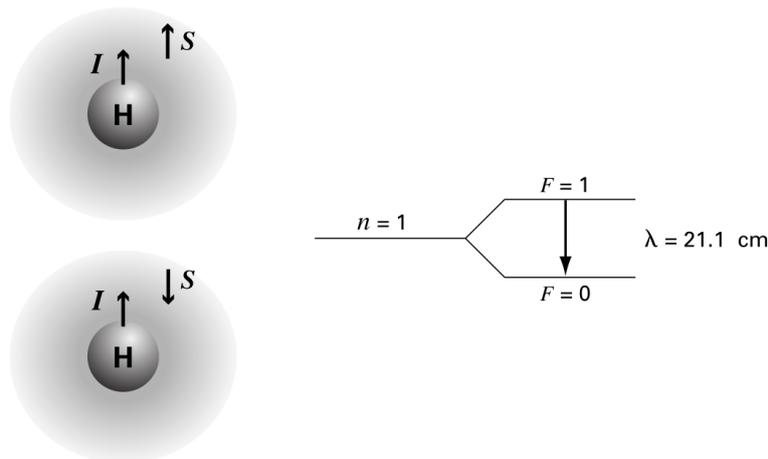


Figura 2: Esquema del origen de la línea de 21.1 cm, de un hidrógeno atómico en estado fundamental ($n=1$). El átomo de hidrógeno posee mayor energía cuando el *spin* intrínseco de su electrón (**S**) y el de su protón (**I**) son paralelos ($F=1$). Extracción de [Stahler & Palla \(2005\)](#).

Por otro lado, el H_2 no emite la línea de 21 cm. De hecho, el H_2 es muy difícil de observar de forma directa, ya que este no posee ninguna línea de emisión ni absorción en las regiones del óptico o del radio, a las bajas temperaturas del *ISM*. Aunque en algunas circunstancias es posible detectar bandas roto-vibracionales asociadas con la unión molecular (cuando $T > 2000$ K), en la mayoría de los casos es necesario el uso de otras moléculas como **trazadoras** del H_2 , realizando suposiciones de proporcionalidad de sus abundancias respecto a la del H_2 .

Uno de los trazadores de H_2 más utilizado es el monóxido de carbono (CO), debido a su alta abundancia relativa ($n_{CO} \simeq 10^{-4}n_{H_2}$). Otras moléculas usualmente utilizadas

son: CH, OH, CS, C₃H₂, HCO⁺ y N₂H⁺, y también suelen utilizarse isótopos moleculares como el ¹³CO y el C¹⁸O. Las moléculas trazadoras se excitan (o des-excitan) por medio de colisiones, emitiendo así fotones mucho más fáciles de observar (debido a su longitud de onda) que los asociados al H₂, como por ejemplo la línea de 2.6 mm del CO. Debido a que las tasas de colisión dependen de la temperatura del gas y de la densidad numérica de cada especie, las moléculas trazadoras proveen información sobre el entorno dentro de las nubes de H₂ (Carroll & Ostlie, 2017).

Otro elemento del *ISM* importante, relacionado a regiones de formación estelar, es el **polvo interestelar**. Este consiste de granos muy pequeños (partículas de materia sólida de menos de 1 μm de tamaño), principalmente de silicato (arena) y compuestos de carbono (probablemente incluyendo grafito). Aunque los granos de polvo representan solo ~ %1 de la masa total del *ISM*, esto es suficiente para absorber y/o dispersar gran parte de la luz visible, a través de los procesos de **oscurecimiento** y **enrojecimiento** interestelar en **nubes de polvo** (Stahler & Palla, 2005; Ferrière, 2001). La cantidad de absorción y dispersión generada por la nube depende de la densidad numérica de granos de polvo, de la longitud de onda de la luz, y del grosor de la nube. Cuando una nube molecular presenta grandes cantidades de polvo (abundante oscurecimiento), suele denominarse **nube oscura**, y si es de tamaño pequeño (≲ 1 pc), **glóbulo de Bok**. Debido a que las longitudes de onda cortas son más afectadas por el polvo que las largas (debido al tamaño del polvo), un observador posicionado en **A** (según se detalla en la Figura 3) vería enrojecida a una estrella ubicada detrás de una nube de polvo (ver Figura 4), mientras que un observador en **B**, observaría una **nube de reflexión**, ya que recibiría más longitudes de onda cortas dispersadas.

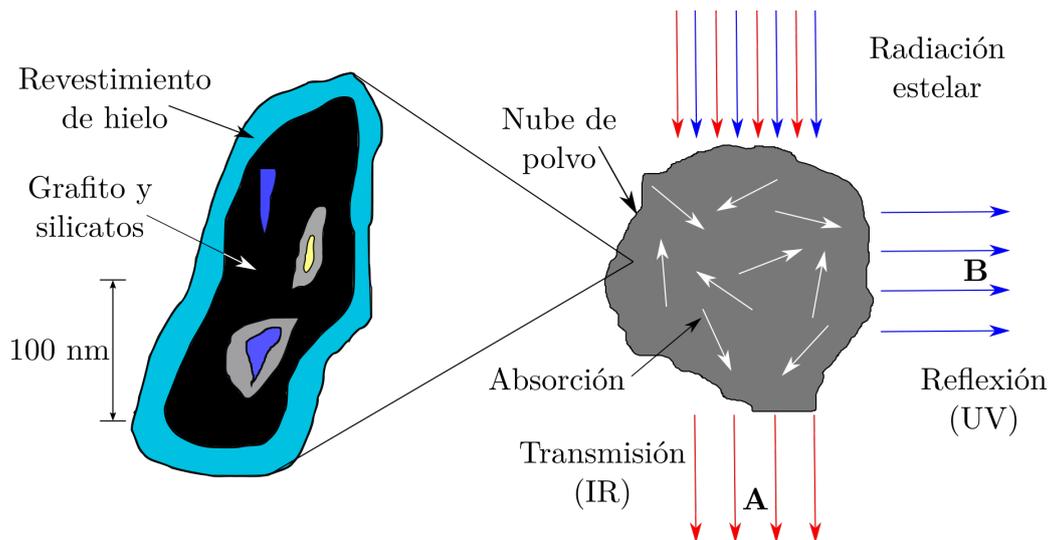


Figura 3: Esquemas simplificados de un grano de polvo interestelar (*izquierda*), y una nube de polvo (*derecha*). Adaptaciones de *astronomynotes* y Carroll & Ostlie (2017).

Una consecuencia importante de los efectos del polvo es que, las nubes de polvo ópticamente gruesas (donde la gran mayoría de la radiación es re-emitida en su interior)

“protegen” al hidrógeno de fuentes de radiación UV. Debido a esto, el hidrógeno puede existir en estado atómico o molecular, con baja probabilidad de ser excitado o disociado por algún fotón altamente energético.

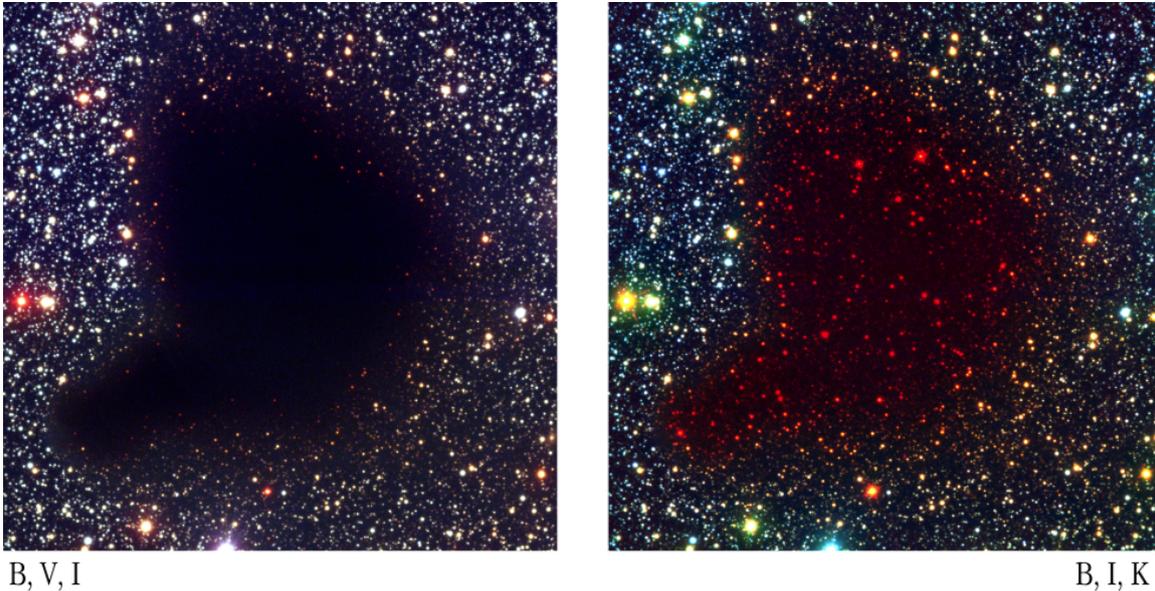


Figura 4: Imágenes de comparación del área central de la nube oscura, o glóbulo de Bok, Barnard 68. *Panel izquierdo*: composición de colores en visible e infrarrojo cercano, en las bandas B (azul), V (verde) e I (rojo). *Panel derecho*: composición en falso-color en visible, infrarrojo cercano e infrarrojo, en las bandas B (azul), I (verde) y K (rojo). Créditos: [ESO](#)

El polvo además puede aumentar la tasa de formación de H_2 por encima de la esperada por colisiones aleatorias, por 2 razones ([Ward-Thompson & Whitworth, 2011](#); [Carroll & Ostlie, 2017](#)):

1. Un grano de polvo puede proveer un sitio en su superficie donde los átomos de hidrógeno se encuentren, en vez de que esto deba ocurrir en el *ISM*.
2. El polvo provee un sumidero para la energía de ligadura liberada al formarse una molécula de H_2 estable. Esta energía calienta al grano, el cual luego desprende al H_2 de su superficie.

Teniendo en cuenta lo explicado anteriormente, es claro que existe una correlación espacial entre el H_2 y el polvo. Esta es una de las razones por las que también se utiliza la radiación térmica del polvo ($\sim [10 \mu\text{m} - 1 \text{mm}]$), para observar y analizar regiones de formación estelar (principalmente en regiones donde es poco probable obtener información de observación directa de H_2 o de moléculas trazadoras, ver Figura 5).

2.1.2 Detección de campos magnéticos

Generalmente se asume que el **campo magnético interestelar** fue generado por un dínamo de escala galáctica y amplificado localmente por procesos dinámicos de gas, sin

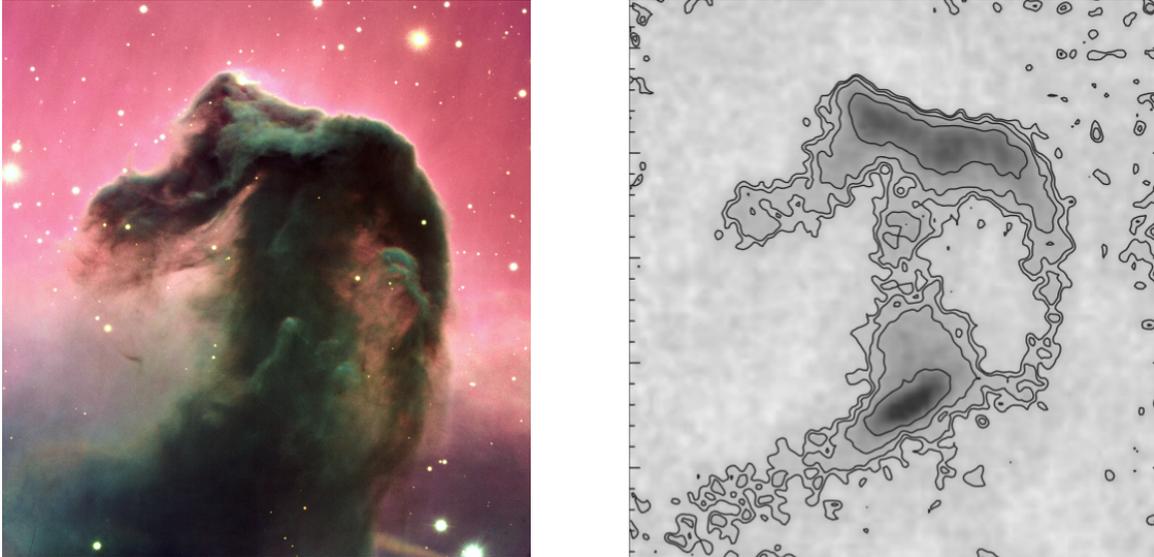


Figura 5: Imágenes de comparación de la nebulosa Cabeza de Caballo, dentro del Complejo de Nubes Moleculares de Orión. *Panel izquierdo*: Composición de imágenes en el visible en las bandas B (azul), V (verde), y R (rojo). Créditos: [ESO](#). *Panel derecho*: Imagen en negativo obtenida por radiación milimétrica de polvo, en $850\ \mu\text{m}$. En esta frecuencia es posible detectar un objeto en “el cuello del caballo” que permanece oscurecido en el visible. Los niveles de contorno se encuentran en 2, 3, 5 y 10σ , donde 1σ equivale a $17\ \text{mJy beam}^{-1}$. Extracción de [Ward-Thompson et al. \(2006\)](#).

embargo, los detalles de los procesos físicos involucrados aún no son bien comprendidos ([Crutcher, 2012](#); [Ward-Thompson & Whitworth, 2011](#)).

A partir de la medición de la polarización de la luz estelar, es posible estimar la orientación del campo magnético del *ISM*, en el plano del cielo. Se cree que la polarización observada ocurre debido a la geometría elongada de los granos de polvo (ver Figura 3), y su alineación parcial (su eje menor) con la dirección de algún campo magnético de gran escala en el medio circundante. Como resultado de esto, la luz estelar de fondo sufre extinción a lo largo de un eje preferencial, provocando la polarización parcial (en un plano) de la luz transmitida ([Spitzer, 1978](#)). Esta polarización de luz observada es entonces paralela a la dirección del campo magnético.

Por otro lado, para medir la intensidad del campo magnético (en la línea de la visual) se suele hacer uso del efecto Zeeman, el cual se basa en la división de los niveles de energía atómico o molecular degenerado en presencia de un campo magnético. La intensidad de la división es proporcional a la intensidad de campo, permitiendo así su medición indirecta. En la Figura 6 se muestra una aplicación de estos dos métodos de detección de campo magnético.

2.1.3 Fases de la evolución estelar

El proceso de evolución puede dividirse en tres fases ([McKee & Ostriker, 2007](#)), como se indica en la Tabla 2, donde los números dados se refieren al caso típico de $1\ M_{\odot}$. Cada

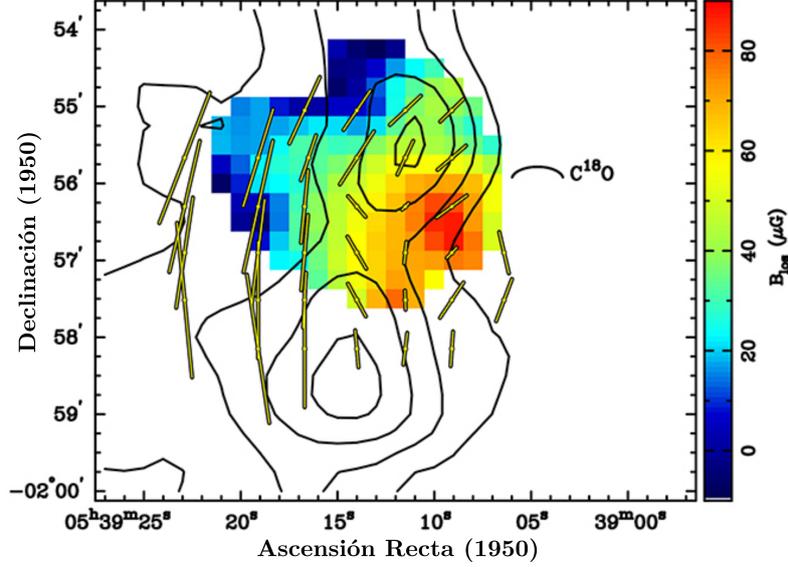


Figura 6: Mapa del campo magnético en la línea de visión (B_{los}) de la nebulosa de la Flama (NGC2024), a partir de observaciones de efecto Zeeman en la molécula OH. Los contornos son intensidades en la observación de la molécula $C^{18}O$, y los segmentos de línea amarillos refieren a la dirección de la polarización del polvo (perpendiculares al campo magnético). Adaptación de [Crutcher & Kemball \(2019\)](#).

una de estas fases será detallada en las secciones siguientes.

Fase	Escala [cm]	Densidad [g cm ⁻³]	T [K]	Tiempo [años]
Formación estelar	$10^{20} - 10^{17}$	$10^{-22} - 10^{-19}$	10	$10^6 - 10^7$
Colapso protoestelar	$10^{17} - 10^{12}$	$10^{-19} - 10^{-3}$	$10 - 10^6$	$10^5 - 10^6$
Contracción pre-secuencia principal	$10^{12} - 10^{11}$	$10^{-3} - 1$	$10^6 - 10^7$	4×10^7

Tabla 2: Principales fases de la evolución estelar temprana. Adaptación de [Bodenheimer \(2011\)](#).

2.2 Formación estelar: Nubes moleculares

Esta primera fase de la evolución estelar, implica a nubes interestelares masivas o fragmentos de nubes del *ISM*, que se han enfriado hasta el punto en que son detectables en líneas moleculares pero que (usualmente) no pueden colapsar debido a un exceso de energía térmica, turbulenta, rotacional y/o magnética sobre la gravitacional. Se estima que esta fase dura aproximadamente $10^6 - 10^7$ años ([Bodenheimer, 2011](#)), e involucra la disipación de gran parte de esta energía y el desarrollo de los núcleos densos en el interior de las nubes. Debido a su baja temperatura, la mayoría de las observaciones de estas nubes se realizan en el espectro infrarrojo, sub-milimétrico y radio ([Krumholz, 2015](#)). Los principales efectos de disipación de energía son: el calentamiento y enfriamiento, las ondas de choque, el frenado magnético de la rotación, la difusión del campo magnético

con respecto al gas, y la generación y decadencia de la turbulencia.

2.2.1 Propiedades generales

Debido a que las condiciones dentro de las nubes interestelares pueden variar ampliamente, cualquier esfuerzo por especificar un esquema de clasificación de nubes discreto falla por la imposibilidad de definir límites concretos. A pesar de esto, se puede elaborar una clasificación para distinguir las características más generales de cada nube, detalladas en la Tabla 3. Con esta clasificación de estructura jerárquica, las nubes se encuentran anidadas de tal forma que una nube de menor tamaño suele estar embebida en otra mayor (Ballesteros-Paredes et al., 2020).

Clase	Tamaño [pc]	$n(\text{H}_2)$ [cm^{-3}]	Masa [M_\odot]	Temperatura [K]
<i>GMC</i>	>50	>100	$10^4 - 10^6$	7 – 15
Nube molecular (Estándar, <i>MC</i>)	2 – 20	$10^2 - 10^4$	$10^2 - 10^4$	10 – 30
Aglomeración molecular (<i>clump</i>)	0.1 – 2	$10^3 - 10^5$	$10 - 10^3$	10 – 30
Núcleo protoestelar (<i>core</i>)	≤ 0.1	$> 10^5$	0.1 – 10	7 – 15

Tabla 3: Propiedades de las nubes moleculares (Mac Low & Klessen, 2004; Bodenheimer, 2011).

Las nubes moleculares se caracterizan por ser grumosas y filamentosas. La aglomeración (*clumpiness*) de una nube molecular puede caracterizarse por el llamado **factor de llenado volumétrico** f_f , definido como $f_f = \langle n \rangle / n$, donde n es la densidad de partículas y $\langle n \rangle$ la densidad promedio de la nube molecular como un todo. Este factor f_f es aproximadamente la probabilidad de que la materia tenga una densidad n . En la escala del núcleo molecular, donde $n \gtrsim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (ver Tabla 3), y donde se cree que se produce la formación estelar, se estima que $f_f \sim 0.001$.

Para poder calcular las masas y densidades, se utiliza el valor de la **densidad columnar de partículas** N , la cual es el número de moléculas (de alguna especie) a lo largo de la línea de visión (a través de la nube), dividido el área proyectada. Dependiendo de la región observada de la nube, la línea espectral utilizada para calcular N puede variar, ya que debe ser **ópticamente delgada** (por ejemplo, la línea del CO es **ópticamente gruesa** para densidades mayores a 10^5 partículas/ cm^3). A partir del N obtenido (y dependiendo de la línea observada), es posible estimar la densidad columnar de partículas total N_{tot} , la cual representa la contribución de todas las especies (Stahler & Palla, 2005; McKee & Ostriker, 2007). Dada la distancia a la nube, su masa se obtiene por:

$$M = \int m N_{tot} dA, \quad (1)$$

y la cantidad media de partículas por unidad de volumen n se obtiene de:

$$n = \frac{M}{mV} \approx \frac{3N_{tot}}{4R}, \quad (2)$$

donde m es la masa media de la partícula, V el volumen total, y R el radio. Aunque la dimensión de la nube no es observable, se suele asumir una geometría esférica o cilíndrica con longitud a lo largo de la visual comparable a la dimensión lineal en el plano del cielo.

De las observaciones, se obtienen varias relaciones bien definidas, entre ellas la relación ancho de línea-tamaño de nube, la condición de equilibrio virial cercano, y el espectro de masa (número de objetos por unidad de intervalo de masa en función de la masa).

2.2.1.1 Relación ancho de línea - tamaño de nube

Esta relación, determinada por Larson (1981) y comúnmente llamada “Primera ley de Larson”, surge al considerar una correlación entre los anchos de línea de CO y la escala de la nube. Larson dedujo que $\Delta\nu \approx L^{0.38}$, donde L es el tamaño de la nube (dentro del rango [0.1 – 60] pc), y $\Delta\nu$ es el ancho total a mitad de altura (FWHM, en km s^{-1}) de una línea espectral. Esta relación es similar a la que se obtiene para un fluido de laboratorio con turbulencia incompresible, que da el llamado **espectro de Kolmogorov** (Kolmogorov, 1941, ver Sección 2.2.3.). Aunque en estudios posteriores (Solomon et al., 1987; Leisawitz, 1990; Heyer & Brunt, 2004) se ha confirmado esta primera relación, existe una incertidumbre en cuanto al valor del exponente: $\sim [0.4 - 0.6]$. En la práctica, se suele utilizar el valor 0.5. Esta relación puede expresarse en términos de la **dispersión tridimensional de la velocidad** (también llamada **velocidad turbulenta**):

$$\sigma \equiv |\mathbf{v}_{turb}| = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2}, \quad (3)$$

donde

$$\sigma_i \equiv v_{turb,i} = v_i - \bar{v}_i, \quad (4)$$

es la **dispersión unidimensional de la velocidad** en la dirección i , y \bar{v}_i es la **velocidad unidimensional promedio** en la dirección i . De esta forma, la Primera ley de Larson se escribe como (ver Figura 7):

$$\sigma \approx (1 \pm 0.01) L_{pc}^{0.5 \pm 0.05} \text{ km s}^{-1}. \quad (5)$$

Suponiendo que el ancho de la línea surge sólo de movimientos térmicos de la molécula, entonces $\Delta\nu_{th} = [8k_B T \ln(2)/m]^{1/2}$, donde m es la masa de la molécula en gramos, T la temperatura y k_B es la constante de Boltzmann. Si también se encuentran presentes efectos por turbulencia, entonces el ancho de línea es $\Delta\nu_{tot} = \sqrt{\Delta\nu_{th}^2 + \Delta\nu_{turb}^2}$, donde $\Delta\nu_{turb} = 2.355\sigma_x$. Debido a que a escalas cortas ($L \lesssim 0.1$ pc), los anchos de línea suelen estar dominados por la componente térmica, y la componente turbulenta es subsónica

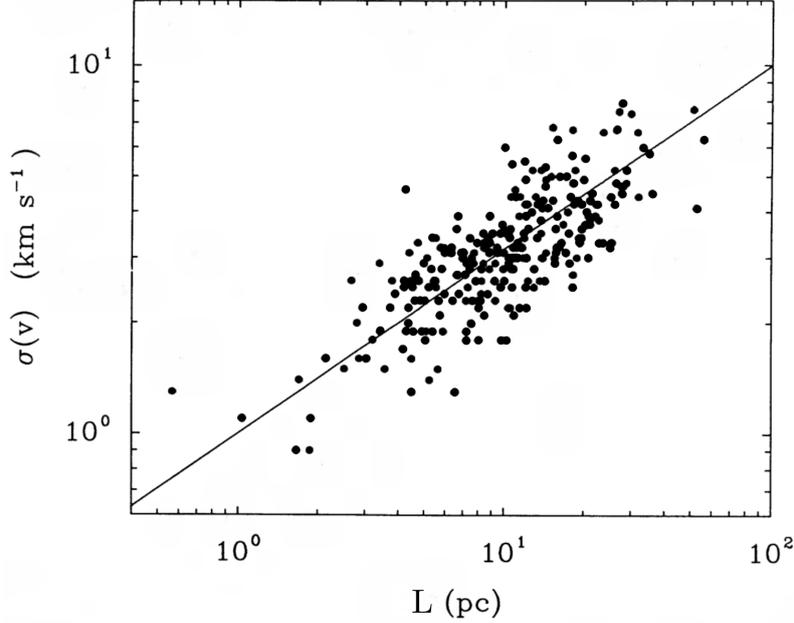


Figura 7: Dispersión de velocidades σ de nubes moleculares, en función del tamaño L . La línea de ajuste es $\sigma = L^{0.5} \text{ km s}^{-1}$. Adaptación de [Solomon et al. \(1987\)](#).

($\Delta v / \Delta v_{th} \approx 1.3$), la primera Ley de Larson carece de validez a estas escalas ([Goodman et al., 1993](#); [Ballesteros-Paredes et al., 2011](#); [Bodenheimer, 2011](#)).

Esta primera ley de Larson sugiere entonces la existencia de algún tipo de turbulencia **compresible** y **supersónica** en la nube molecular, a escalas mayores que 0.1 pc.

2.2.1.2 Equilibrio virial cercano

El segundo hallazgo de Larson, comúnmente llamado “Segunda ley de Larson”, es el hecho de que las nubes moleculares (y los *clumps* dentro de ellas) están ligados gravitatoriamente, y están cerca del equilibrio virial. El **Teorema de virial** establece que, para sistemas en equilibrio gravitacionalmente ligados se cumple que:

$$\langle E \rangle = \langle K \rangle + \langle U \rangle = \frac{1}{2} \langle U \rangle, \quad (6)$$

donde $\langle E \rangle$, $\langle K \rangle$ y $\langle U \rangle$ son promedios temporales de la energía total, cinética y potencial, respectivamente.

Para una nube cuasi-esférica en equilibrio de fuerzas, el Teorema del virial puede escribirse como

$$2E_{kin} + 2E_{th} + E_{mag} - 3P_{surf}V + E_{grav} = 0, \quad (7)$$

donde E_{th} es la energía térmica total, E_{mag} es la energía magnética total, E_{kin} es la energía cinética macroscópica total, (incluyendo rotación y turbulencia), E_{grav} es la energía gravitacional total, P_{surf} es la presión externa, y V es el volumen total. Suponiendo que la nube posee masa M , radio R , y que sus términos de energía dominantes son la compo-

nente gravitatoria ($E_{grav} \propto GM^2/R$), y la componente turbulenta de la energía cinética ($E_{tur} = M\sigma^2/2$), entonces se puede reescribir la ecuación (7) como:

$$M\sigma^2 \sim \frac{GM^2}{R}, \quad (8)$$

donde G es la constante de gravitación universal. Resolviendo para la masa, se obtiene la denominada **masa virial**:

$$M_{vir} \sim \frac{\sigma^2 R}{G}. \quad (9)$$

A partir de la masa virial, se define el parámetro:

$$\alpha_{vir} = M_{vir}/M, \quad (10)$$

con el cual se determina que, si una nube molecular posee $\alpha_{vir} = 1$, se encuentra en **equilibrio virial**, mientras que si $\alpha_{vir} < 1$ entonces la nube no está en equilibrio de fuerzas y es inestable al colapso gravitatorio. Si se cumple que $\alpha_{vir} > 1$, entonces la nube posee suficiente energía turbulenta para generar su posible disrupción, ya que no se encuentra ligada gravitacionalmente.

Suponiendo que las velocidades son isotrópicas ($\sigma = \sqrt{3}\sigma_x$), y que la nube es esférica con densidad uniforme ($E_{grav} = 3GM^2/5R$), la masa virial toma la forma:

$$M_{vir} = \frac{5\sigma_x^2 R}{G}. \quad (11)$$

Larson (1981) midió esta cantidad M_{vir} en varias nubes moleculares, encontrando que se encuentran aproximadamente en equilibrio virial (ver Figura 8).

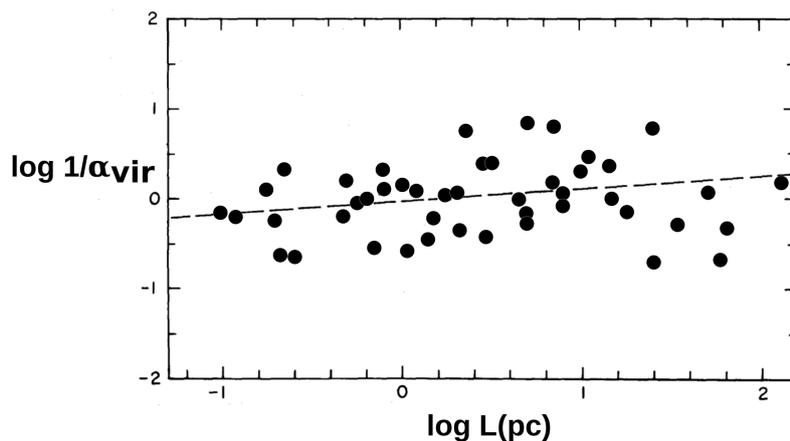


Figura 8: Logaritmo de $1/\alpha_{vir}$, en función del logaritmo del tamaño $\log(L)$ de nubes moleculares. La línea de ajuste es $1/\alpha_{vir} = 0.92 L_{pc}^{0.14}$. Adaptación de Larson (1981).

A partir de las ecuaciones (5) y (9), se puede deducir que $M \propto R^2$ y, teniendo en

cuenta la expresión de la densidad columnar media:

$$\bar{N} = M/(\pi m R^2), \quad (12)$$

con m la masa media por partícula, se obtiene que $\bar{N} \sim cte$. Esta conclusión de que todas las nubes moleculares poseen columnas de densidad similares (en escalas donde la ecuación (5) es válida), se conoce como la “Tercera ley de Larson”. En este caso, suponiendo una relación de densidad $\rho = M/R^3$ para las nubes, se obtiene que:

$$\rho \propto R^{-1}. \quad (13)$$

Se debe destacar que nuevas observaciones y estudios realizados en los últimos años, han obtenido resultados que ponen en cuestionamiento la veracidad (el valor de los parámetros) de las leyes de Larson (Ballesteros-Paredes et al., 2011, 2018, 2020; Querejeta et al., 2020).

2.2.1.3 Espectro de masa

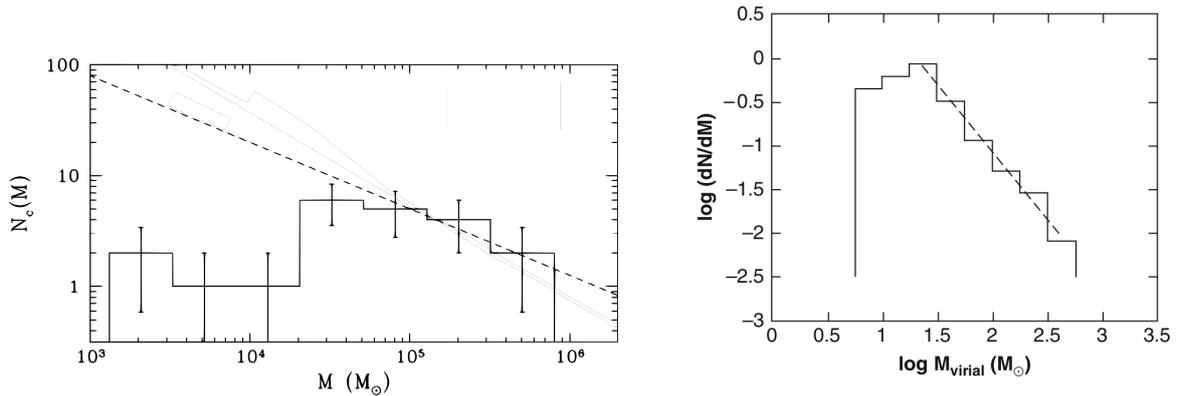
La distribución de masa de nubes, grupos y núcleos moleculares suele expresarse en términos de una ley de potencia:

$$\xi_{clouds} = \frac{dN}{dM} \propto M^{-x}, \quad (14)$$

donde dN es el número de nubes en el rango de masas M a $M + dM$.

De observaciones de nubes moleculares de la vecindad solar ($d < 1$ kpc), se estima que $x \sim 1.6$, para nubes de masa $M \leq 6 \times 10^6 M_{\odot}$ (Ver Figura 9a). Asimismo, se observa que a la escala de *clumps* se aplica aproximadamente el mismo índice de potencia $x \in [1.3 - 1.9]$, para un rango de masas de $M \in [10^2 - 10^4] M_{\odot}$ (Mac Low & Klessen, 2004; Mok et al., 2021, Ver Figura 9b).

Para calcular la masa de objetos con $M \lesssim 10 M_{\odot}$ (rango de masa de los *cores*), se observa la emisión continua de polvo (~ 1.3 mm) para poder estimar la densidad columnar N_{H} . Las observaciones indican que la distribución de masa de los núcleos (*CMF*, por sus siglas en inglés), se diferencia según si se consideran **núcleos protoestelares sin estrella** (*starless cores*, que puede incluir *cores* no ligados gravitacionalmente), o **núcleos pre-estelares** (o **protoestelares**) que poseen algún *core* ligado y/o estrella embebida en ellos (Kramer et al., 1998; Alves et al., 2007; Nutter & Ward-Thompson, 2007; Marsh et al., 2016; Ladjelate et al., 2020; Indebetouw et al., 2020; Di Francesco et al., 2020, ver Figura 10). Ambas, se caracterizan por estimar el valor de x por partes, teniendo un “quiebre”



(a) Distribución del número de *GMCs*, en función de la masa, para nubes de distancia $d < 1$ kpc. Adaptación de [Williams & McKee \(1997\)](#).

(b) Espectro de masa de *clumps* en la nube molecular L1630 (OrionB), en función de la masa virial estimada, en escala logarítmica. Extracción de [Lada et al. \(1991\)](#).

Figura 9: Histogramas de distribución de masa de distintas nubes moleculares. La línea de ajuste de ambas figuras representa $dN/dM \propto M^{-1.6}$.

en algún valor de masa $M_x \in [0.3 - 4] M_\odot$. El valor de x para *starless cores*, se estima en:

$$x \approx \begin{cases} 1.3 & \text{si } M \lesssim M_x \\ 2.3 & \text{si } M \gtrsim M_x, \end{cases} \quad (15)$$

mientras que para núcleos pre-estelares, se suele ajustar una función log-normal, o una combinación por partes de una log-normal y una ley de potencias (ver Figura 10b).

Una consideración importante, es el hecho de que existen varias discrepancias en la literatura en cuanto al valor de x en estructuras de menor escala. Estos resultados sugieren que el valor medido de x puede estar sesgado por la técnica de observación y medición utilizada ([Mac Low & Klessen, 2004](#); [Ballesteros-Paredes et al., 2020](#); [Lee et al., 2020](#)).

2.2.2 Calentamiento y Enfriamiento

La combinación de efectos de **calentamiento** (absorción de energía) y **enfriamiento** (radiación de energía) dentro de las nubes moleculares, generan que su temperatura sea extremadamente baja (~ 10 K, ver Tabla 3). Aunque los detalles de estos procesos son complicados, las tasas de calentamiento y enfriamiento son necesaria para determinar la temperatura en función de la densidad ([Bodenheimer, 2011](#)).

Brevemente, los efectos de calentamiento más importantes son:

- Foto-disociación del H_2 por fotones interestelares.
- Foto-ionización de átomos de carbono por radiación interestelar.
- Ionización de H y H_2 por rayos cósmicos de baja energía. (Γ_{RC})
- Producción de foto-electrones liberados del polvo, por fotones interestelares UV.

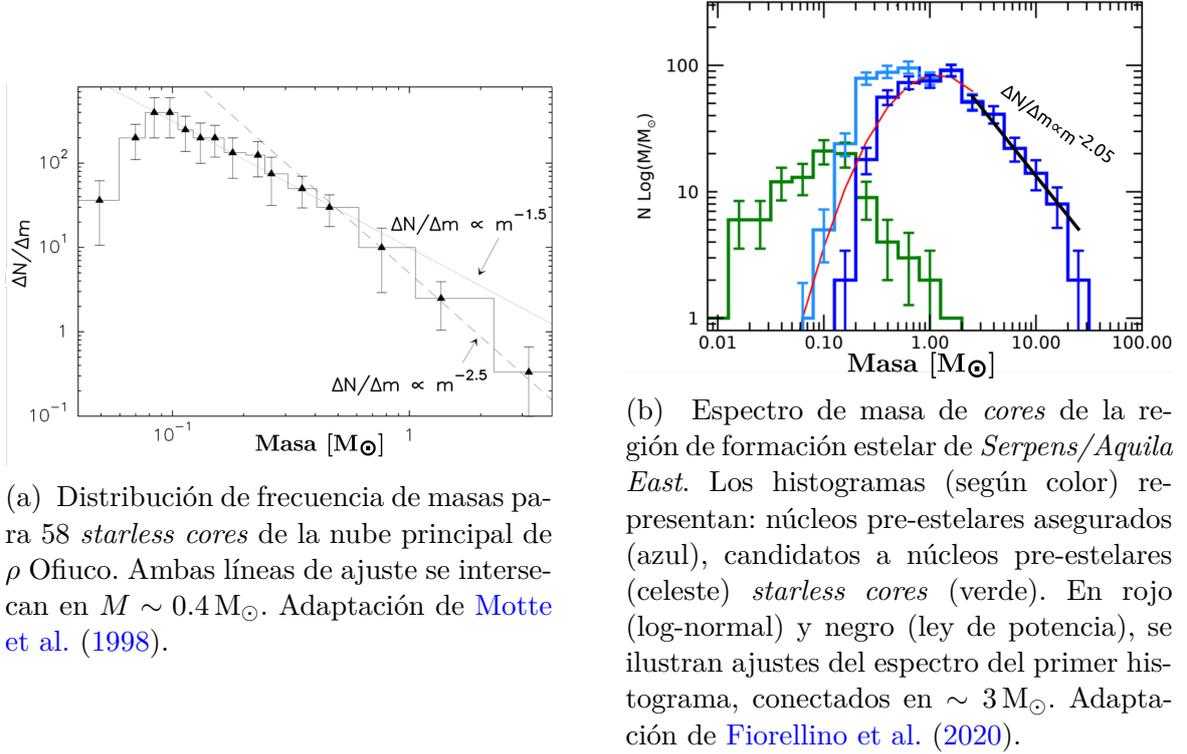


Figura 10: Histogramas de distribución de masa de *cores*, incluyendo ajustes.

- Calentamiento por compresión, en caso de colapso gravitatorio. (Γ_c)

La energía liberada por el fotón (o partícula de energía), por encima de la energía de ionización o disociación, calienta al gas. El calentamiento generado por estos procesos (excepto por compresión) es proporcional a la densidad local de gas.

Por otro lado, los efectos de enfriamiento más importantes son:

- Excitación por colisión de átomos, moléculas e iones, con electrones, H o H_2 , seguido por un decaimiento radiativo y la liberación de un fotón (Λ_{atom} , Λ_{molec} , Λ_{ion}).
- Enfriamiento de los granos de polvo, incluyendo su radiación (en infrarrojo) de exceso de energía, por colisiones con moléculas (Λ_g)

Las tasas de enfriamiento por estos procesos son proporcionales al cuadrado de la densidad de partículas.

Para obtener la temperatura (de equilibrio), se asume que los procesos de enfriamiento y calentamiento son lo suficientemente cortos como para alcanzar el **equilibrio térmico**, por lo tanto la tasa de enfriamiento es igual a la tasa de calentamiento:

$$\Gamma_{RC} + \Gamma_c + \Gamma_{foto} = \Lambda_{ion} + \Lambda_{atom} + \Lambda_{molec} + \Lambda_g, \quad (16)$$

donde Γ_{foto} refiere a la contribución de todos los procesos de calentamiento involucrando fotones (Ver por ejemplo, [Spitzer, 1978](#); [Stahler & Palla, 2005](#); [Bodenheimer, 2011](#); [Klessen & Glover, 2014](#)).

A partir de la ecuación (16), se obtiene que a densidades bajas (típicas de nubes de HI), los procesos de enfriamiento y calentamiento dominantes son: la excitación colisional de C^+ , y el calentamiento por fotones. Por otro lado, a densidades típicas de nubes moleculares, los procesos de enfriamiento y calentamiento dominantes son: excitación colisional de CO y radiación del polvo, y la ionización por rayos cósmicos.

Una conclusión del estudio de calentamiento y enfriamiento en nubes moleculares, es que el gas en ellas puede ser considerado aproximadamente **isotérmico**.

2.2.3 Turbulencia

El criterio general para el inicio de la turbulencia hidrodinámica es un número Reynolds ($R_e = vL/\nu$, con v y L la velocidad y longitud características, y ν la viscosidad dinámica) mayor que un valor crítico dependiente del estudio realizado (oscilando los varios miles). Para nubes moleculares $R_e \sim 10^7$, superando ampliamente al valor crítico, y confirmando la presencia de turbulencia en ellas (Bodenheimer, 2011; Hennebelle & Falgarone, 2012).

Un flujo turbulento se puede clasificar según la Figura 11, dependiendo del valor de su **número de Mach turbulento**:

$$\mathcal{M} = \frac{|v|}{c_s}, \quad (17)$$

para una escala determinada con **velocidad del sonido**:

$$c_s = \sqrt{\frac{R_g T}{\bar{\mu}}} = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}}, \quad (18)$$

con R_g la constante de los gases ideales, T la temperatura, $\bar{\mu}$ el peso molecular medio, γ el **índice adiabático**, ρ la densidad, y P la presión. En sistemas amplios (que suelen contener sub-regiones con distintas velocidades), se suele definir la **raíz cuadrada media del número de Mach**:

$$\mathcal{M}_{RMS} = \frac{\sqrt{\langle |v_i|^2 \rangle}}{c_s^2}, \quad (19)$$

donde el promedio se realiza sobre todas las sub-regiones con velocidades distintas.

Una vez desarrollada la turbulencia, sus efectos involucran un amplio rango de escalas. La teoría general indica que la energía de la turbulencia se transmite de escalas mayores a menores, a través de la denominada **cascada turbulenta** (ver Figura 12), hasta llegar a una escala muy pequeña en la que se disipa en calor. La relación entre la velocidad y la escala de longitud característica:

$$v \propto L^{1/3}, \quad (20)$$

es conocida como la **Ley de Kolmogorov** (Kolmogorov, 1941), para fluidos homogéneos incompresibles. Esta relación suele expresarse en términos del **espectro de potencias**

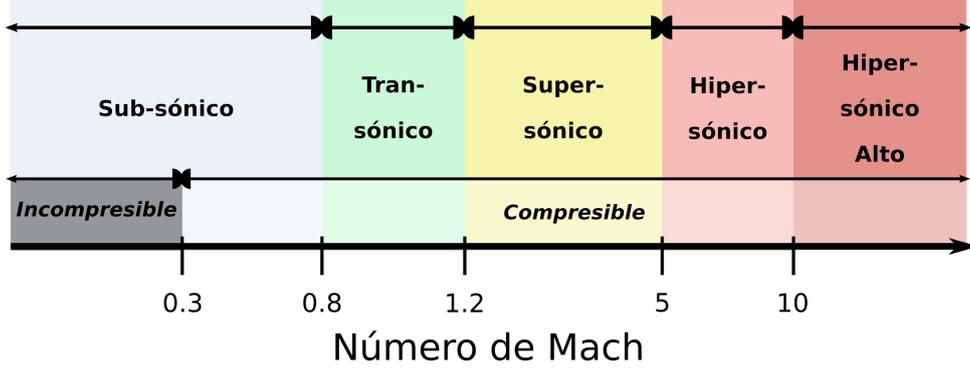


Figura 11: Espectro de regímenes de flujo según el número de Mach. Los valores de delimitación son aproximados, y varían (alrededor de los aproximados) en la literatura. Adaptación de [Wikipedia](#).

$P_v(k)$ o **espectro de energía** $E(k)$, en relación al vector de onda, siendo $k \propto 1/L$:

$$\begin{aligned} P_v(k) &\equiv \langle |\mathbf{v}_k|^2 \rangle \propto k^{-11/3} \\ E(k) &\equiv k^2 P_v(k) \propto k^{-5/3}, \end{aligned} \quad (21)$$

donde \mathbf{v}_k es la transformada de Fourier de campo de velocidades. Esta relación de proporcionalidad es conocida como el **espectro de Kolmogorov**, el cual describe la distribución de potencia (energía) respecto a las frecuencias ([Hennebelle & Falgarone, 2012](#)). Al generalizarlo para flujos isotrópicos ([McKee & Ostriker, 2007](#)), se obtiene que:

$$P_v(k) \propto k^{-n} \Rightarrow v(L) \sim \sigma_v(L) \propto L^{(n-3)/2}. \quad (22)$$

Debido a que cualquier campo vectorial diferenciable \mathbf{v} puede ser descompuesto en una componente solenoidal \mathbf{v}_s y una compresional \mathbf{v}_c de forma tal que:

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \mathbf{v}_s + \mathbf{v}_c \\ \nabla \times \mathbf{v}_c &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{v}_s &= 0, \end{aligned} \quad (23)$$

se definen las componentes solenoidal y compresional del espectro de potencias como:

$$\begin{aligned} P_{v_s}(k) &\equiv \langle |\mathbf{v}_{sk}|^2 \rangle \\ P_{v_c}(k) &\equiv \langle |\mathbf{v}_{ck}|^2 \rangle \end{aligned} \quad (24)$$

Para el análisis de fluidos altamente compresibles suele aplicarse el modelo de turbulencia de Burgers ([Burgers, 1995](#)):

$$\begin{aligned} P_v(k) &\propto k^{-4} \\ E(k) &\propto k^{-2}, \end{aligned} \quad (25)$$

la cual considera no nula la componente compresional del espectro de potencias, y toma en cuenta la presencia de ondas de choque supersónicas y efectos difusivos.

La escala de disipación de energía (L_{dis}) está dada por:

$$L_{dis} \approx L_m R_e^{-3/4}, \quad (26)$$

donde L_m es la escala de inyección de energía. Para nubes moleculares, se estima que $L_{dis} \sim 3 \times 10^{-5}$ pc (McKee & Ostriker, 2007), cuyo valor es menor a la escala de los *cores* (ver Tabla 3) donde ocurre la formación estelar.

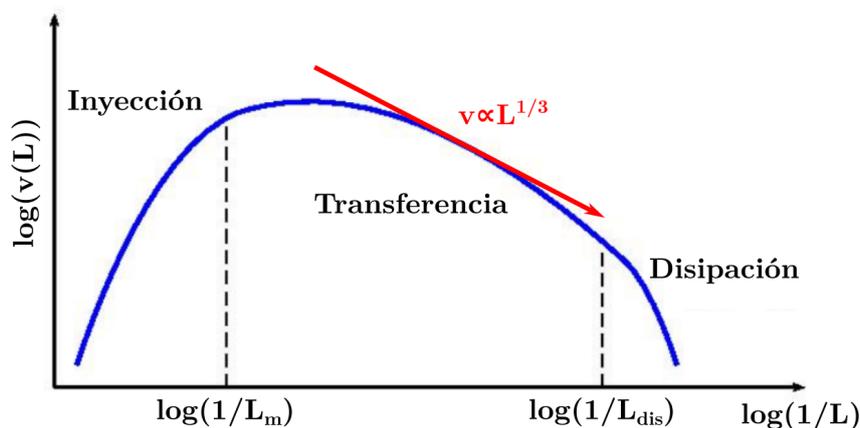


Figura 12: Esquema de la cascada turbulenta de la teoría de Kolmogorov, donde v es la velocidad (proporcional a la energía) y $1/L \propto k$ la inversa de la escala de longitud.

Aunque el origen de la turbulencia interestelar no está definido, es claro que esta es al menos **súper-supersónica** y **compresible** a escalas de nubes moleculares y *clumps* (con $c_s \approx 0.2 \text{ km s}^{-1}$ a $T \sim 10 \text{ K}$), debido a que $\mathcal{M} > 4$ en ellas (Bodenheimer, 2011; Hennebelle & Inutsuka, 2019). A pesar de esto, su turbulencia conserva algunas propiedades de fluidos de laboratorio (por ejemplo, la relación aproximada $v \propto L^{1/2}$; ver Sección 2.2.1.1), por lo tanto, la mayor parte de la energía cinética suele encontrarse aún en las escalas más grandes. También se presenta una cascada turbulenta (Schleicher et al., 2013), con espectro de potencias entre el modelo de Kolmogorov y de Burgers (Larson, 1981; Ossenkopf, V. & Mac Low, M.-M., 2002). Sin embargo, la inyección de energía no se limita necesariamente a las escalas más grandes, y la disipación no se produce necesariamente en las escalas más pequeñas, ya que los movimientos supersónicos producen ondas de choque que pueden disipar la energía cinética en calor en varias escalas (Hennebelle & Falgarone, 2012).

2.2.4 Campos Magnéticos

Debido a que todos los tipos de nube interestelar se encuentran parcialmente ionizadas, todas están sujetas a fuerzas magnéticas. Aunque las relaciones de Kolmogorov para hidrodinámica son bastante robustas, los flujos MHD son mucho más difíciles de comprender (Hennebelle & Falgarone, 2012). Debido al comportamiento altamente no-lineal del

ISM magnetizado (sistema acoplado y no-lineal de ecuaciones MHD), y dado que la información completa de sus campos magnéticos (intensidad y dirección) no está disponible a través de observaciones, evaluar su importancia dinámica en comparación a otros procesos físicos (como rotación y/o turbulencia) es bastante complicado (Ballesteros-Paredes et al., 2020).

En los casos en que el número de Reynolds Magnético ($R_m = vL/\eta_e$, con η_e la resistividad eléctrica o difusividad magnética) es mucho mayor que uno ($R_m \gg 1$), el teorema de Alfvén (Alfvén, 1942) asegura que el campo magnético y el fluido son “solidarios”. Es decir que las partículas cargadas sólo pueden moverse a lo largo de las líneas de campo, y el movimiento transversal a las mismas es fuertemente inhibido. En estos casos, se cumple entonces que el **flujo magnético** (Φ_B) se mantiene constante (**congelamiento de flujo**):

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \frac{d\left(\int_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} dA\right)}{dt} = 0, \quad (27)$$

donde \mathbf{B} es un campo magnético uniforme atravesando un bucle cerrado de superficie S , y \mathbf{n} la normal a ella.

Aunque las nubes moleculares no poseen altos niveles de ionización ($n_{ion}/n_{H_2} \approx 10^{-5}$), es posible considerar que $R_m \gg 1$, ya que el valor de la difusividad magnética η_e en ellas suele ser suficientemente bajo (Lazarian et al., 2015; Krumholz, 2015).

Dependiendo del rol del campo magnético en la formación estelar, existen tres clases de modelos (Crutcher, 2012; Berti et al., 2014):

1. Modelos de campo fuerte:

Los campos magnéticos intensos controlan la formación y evolución de las nubes moleculares, inhibiendo parcialmente a la turbulencia (Li et al., 2015). Debido a que el gas ionizado no puede moverse perpendicular al campo magnético (por el teorema de Alfvén), son el gas neutro y parte del polvo los componentes que se contraen gravitacionalmente a través del campo y los iones, creando y aumentando la masa del centro de las nubes moleculares. Este proceso se conoce como **difusión ambipolar**. Algunas características de estos modelos son (Crutcher, 2012):

- Las líneas de campo son “suaves”, en cuanto a cambios de dirección.
- Las estructuras ligadas gravitacionalmente son perpendiculares a las líneas de campo.
- En regiones de colapso, el campo posee una estructura de “reloj de arena”.

2. Modelos de campo débil:

Los flujos turbulentos controlan la formación de las nubes y los *cores*, y luego, estos últimos colapsan para formar estrellas (si son auto-gravitantes al formarse) o se disipan al *ISM* (Padoan & Nordlund, 1999; Mac Low & Klessen, 2004). Estos

modelos suelen aplicarse a estudios de **formación estelar inducida** (por ejemplo: colisiones entre nubes, o compresión de gas por ondas de choque de supernova).

La turbulencia puede generar un campo magnético lo suficientemente “enredado” para que su presión aumente y se torne isotrópica, y así esta provocaría un soporte parcial ante el colapso de la nube. A pesar de esto, se estima que las estructuras ligadas gravitacionalmente provocan alineamiento progresivo de las líneas de campo, a medida que colapsan.

3. Modelos mixtos:

Este modelo conforma la intersección de los dos anteriores. Los campos magnéticos y los flujos turbulentos generan presiones con intensidades similares, por lo cual ambos son dominantes en cuanto a la dinámica y formación de la nube. (Nakamura & Li, 2005; Kudoh & Basu, 2008).

Aunque en la Sección 2.1.2 se simplificó la información en cuanto a métodos de detección de campo magnético interestelar, su aplicación y uso es mucho más compleja. Por ejemplo: la detección del efecto Zeeman demanda gran cantidad de tiempo de observación, y además, el valor medido de la intensidad de polarización sólo es precisa en un orden de magnitud (Ballesteros-Paredes et al., 2020). A pesar de esto, es posible obtener información sobre la morfología y la intensidad del campo magnético.

2.2.4.1 Morfología

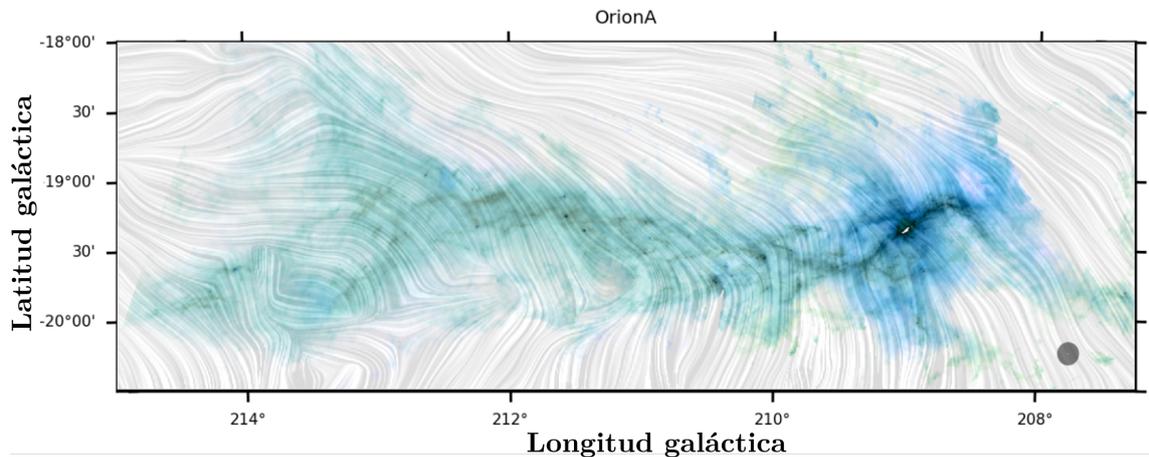


Figura 13: Emisión de la región de Orión A, observada a través del Observatorio Espacial Herschel en $160\ \mu\text{m}$ (azul), $250\ \mu\text{m}$ (verde), y $500\ \mu\text{m}$ (rojo). Los colores están invertidos. Superpuestas, se encuentran las líneas de campo magnético en el plano del cielo, obtenidas por observaciones de polaridad con el Satélite Espacial Planck en 353 GHz. Adaptación de Soler (2019).

A partir de mapas de polarización de campo magnético en nubes moleculares, se obtiene información sobre su morfología. De las observaciones, se obtiene que la orientación relativa entre la densidad columnar (N_{H}) de las MCs y el campo magnético en el plano

del cielo (B_{\perp}) varía desde casi 0° a menor N_{H} , hasta los 90° a mayor N_{H} . Una implicación de esto es que las compresiones a lo largo de las líneas de campo magnético aumentan la densidad, pero no la intensidad del campo (Soler, 2019; Ballesteros-Paredes et al., 2020). De esta forma la estructura adquiere una forma elongada, estirada perpendicularmente a las líneas de campo, ya que las compresiones perpendiculares a ellas aumentan tanto la densidad como el campo en sí (ver Figura 13).

2.2.4.2 Intensidad

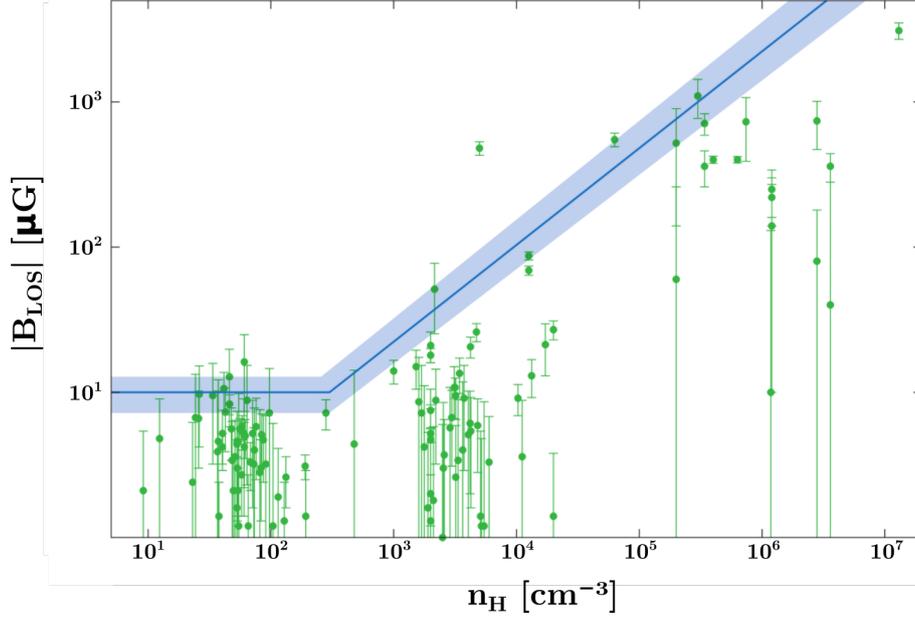


Figura 14: $|B_{los}|$, obtenido a partir de mediciones de efecto Zeeman de HI, OH y CN, en función de n_{H} , para un conjunto de nubes moleculares y difusas. La línea azul muestra los valores máximos más probables para $|B|$, determinados a partir de análisis Bayesiano. Adaptación de Crutcher (2012).

Aunque a partir de observaciones de efecto Zeeman solo es posible obtener información sobre la intensidad del campo magnético en la línea de la visual (B_{los}), se puede realizar una estimación del campo magnético total (B) utilizando información de mapas de polaridad y/o estimaciones con herramientas estadísticas.

Un resultado de las observaciones, es el modelado de la intensidad máxima de campo magnético en función del número de partículas n (ver Figura 14):

$$|B|_{\text{max}} = \begin{cases} B_0 n^{\kappa} & \text{si } n \geq n_0 \\ B_0 & \text{si } n < n_0; \end{cases} \quad (28)$$

donde se estima que $B_0 \approx [10 - 20] \mu\text{G}$, $n_0 \approx 300$ partículas cm^{-3} y $\kappa \approx 0.65$. Este valor de κ , sugiere que el colapso de la nube ocurre aproximadamente (pero no estrictamente) de forma esférica ($\kappa = 2/3$). Además, en caso que el colapso esté dominado por difusión

ambipolar o efectos de rotación, el valor de $\kappa \approx 0$ en etapas tempranas de la nube, y luego aumentaría gradualmente hasta $\kappa \leq 0.5$ (Crutcher, 2004; Crutcher et al., 2010; Crutcher & Kemball, 2019).

2.2.5 Rotación

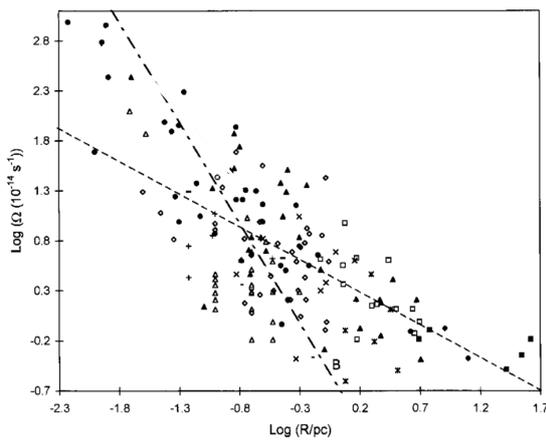
A partir de la medición del gradiente de velocidad radial dv/ds (usualmente por efecto Doppler) de varias secciones de una nube molecular, se puede calcular su rotación (Goodman et al., 1993). Considerando rotación uniforme (consistente con observaciones), se tiene que la velocidad angular es $\Omega \approx dv/ds$, y el momento angular específico (considerando una nube esférica de radio R , masa M y momento angular mecánico J) es $j = J/M \approx 0.4\Omega R^2$.

A partir de observaciones en la rotación de nubes moleculares (Goodman et al., 1993; Phillips, 1999), se infiere que:

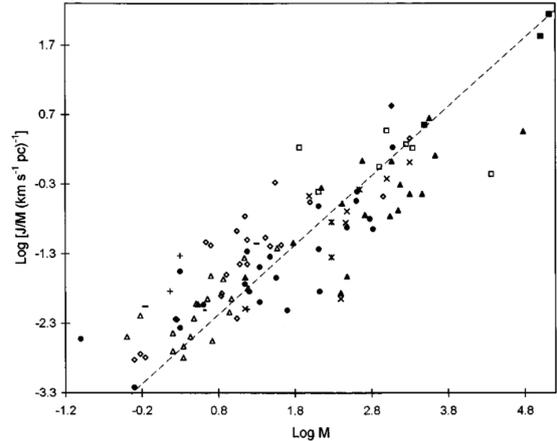
- Ω es similar en todas las escalas, siendo ligeramente mayor en los *cores* que en los *clumps*. Esto sugiere un acoplamiento magnético entre estas dos regiones.
- j disminuye a escalas más pequeñas. Esto sugieren que el momento angular mecánico no se conserva (ver Figura 15b).
- Se pueden generar estimaciones aproximadas de relaciones de escala (ver Figura 15a), tales como:

$$\Omega \propto R^{-1/2}, \quad (29)$$

$$j \propto M^{0.7} \propto R^{3/2}. \quad (30)$$



(a) Variación del la velocidad angular Ω en función del radio R de las nubes. Las líneas punteadas indican ajustes realizados por el autor.



(b) Variación del momento angular específico j en función de la masa M de las nubes. La línea punteada indica un ajuste realizado por el autor.

Figura 15: Estimaciones de relaciones de escala respecto a la rotación, obtenidas de observaciones de nubes moleculares. Adaptaciones de Phillips (1999).

La disminución de j a escalas pequeñas sugiere la presencia de efecto de frenado de rotación, como por ejemplo el **frenado magnético** (Burkert & Bodenheimer, 2000). Este proceso teórico involucra el desplazamiento de material desde capas internas de la nube hacia más externas, a través de las líneas de campo magnético. Otro proceso que influye en este resultado es la posible creación de estructuras de tipo **disco** alrededor del objeto en colapso.

2.3 Formación y colapso protoestelar

En la Sección 2.2 se analizaron las propiedades de las nubes moleculares. La presente sección se encuentra enfocada a las regiones de estas nubes (especialmente los *cores*) que se vuelven inestable al colapso gravitatorio.

En la literatura se discuten tres escenarios diferentes con respecto al proceso por el cual un *core* es llevado al inicio del colapso (Bodenheimer, 2011):

1. Se supone que los núcleos de baja masa poseen efectos magnéticos intensos que evitan el colapso y soportan las nubes moleculares. Las regiones más densas evolucionan hasta el inicio del colapso, controladas por difusión ambipolar (ver por ejemplo Nakano, 1984; Lizano & Shu, 1989; Tomisaka et al., 1990).
2. La formación estelar está controlada por la turbulencia supersónica, la cual genera un complicado patrón de choque. Regiones aleatorias comprimidas por choques de alta densidad pueden ocasionalmente alcanzar el punto de inestabilidad para colapsar (ver por ejemplo Padoan & Nordlund, 1999; Mac Low & Klessen, 2004; Klessen & Glover, 2014).
3. Los *cores* que son intrínsecamente estables al colapso son forzados a colapsar por un evento específico, un disparador externo, provocando formación estelar inducida (ver por ejemplo Preibisch et al., 2002; Deharveng et al., 2003; Gritschneider et al., 2009).

En los tres escenarios presentados, el resultado principal es la formación de una región de gran densidad, que cumpla los requisitos necesarios para la formación protoestelar.

2.3.1 Condiciones iniciales para el colapso gravitatorio

Los requisitos que una región de una nube molecular debe satisfacer para poder colapsar y formar una estrella, fueron primeramente derivados por Jeans (1902). Allí se realizó un análisis de estabilidad lineal sobre las ecuaciones básicas de la hidrodinámica, asumiendo una nube esférica uniforme, de gas ideal isotérmico, e incluyendo solamente efectos térmicos y gravitatorios. A pesar de que en este análisis no se consideraron efectos por rotación, turbulencia, ni campos magnéticos, sus resultados proveen una buena visión del problema general.

Se define la **masa de Jeans** (también denominada **masa crítica**) como la masa mínima que debe tener una nube, para poder colapsar gravitatoriamente, y tiene la siguiente expresión (Carroll & Ostlie, 2017):

$$M_J \simeq \left(\frac{5k_B T}{G\bar{\mu}m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2}, \quad (31)$$

donde T es la temperatura, ρ_0 es la densidad, $\bar{\mu}$ es el peso molecular medio y m_H es la masa del átomo del hidrógeno. Asimismo, suponiendo que ésta posee masa M entonces dispone de un radio de

$$R = \left(\frac{3M}{4\pi\rho_0} \right)^{1/3}, \quad (32)$$

por lo tanto puede definirse en paralelo el **radio de Jeans** como:

$$R_J \simeq \left(\frac{15k_B T}{4\pi G\bar{\mu}m_H\rho_0} \right)^{1/2}. \quad (33)$$

En este caso, R_J determina el radio máximo (también denominado **radio crítico**) que esta nube puede poseer para poder colapsar. De esta forma, el **criterio de Jeans** determina la condición (en M y R) que debe satisfacer una nube molecular para colapsar:

$$\begin{aligned} M &> M_{\text{crít}} = M_J \\ R &< R_{\text{crít}} = R_J. \end{aligned} \quad (34)$$

Este criterio desprecia el importante hecho que debe existir una presión externa sobre la nube debido al medio interestelar circundante (como la *GMC* que rodea al *dense core* incrustado). La masa crítica requerida para el colapso gravitatorio en presencia de una presión de gas superficial externa P_{ext} , es dada por la **masa de Bonnor-Ebert** (Ebert, 1955; Bonnor, 1956):

$$M_{\text{crít}} = M_{BE} \approx 1.18 \frac{v_T^4}{P_{\text{ext}}^{1/2} G^{3/2}}, \quad (35)$$

donde

$$v_T \equiv \sqrt{k_B T / \bar{\mu} m_H}, \quad (36)$$

es la **velocidad del sonido isotérmico** (ecuación (18), para $\gamma = 1$).

Un método alternativo para definir condiciones iniciales (o criterios) para el colapso gravitatorio, el cual incluye además efectos físicos despreciados anteriormente, es requerir que el valor absoluto de la energía gravitatoria (E_{grav}) supere a la suma de las energías térmica (E_{th}), rotacional (E_{rot}), turbulenta (E_{turb}) y magnética (E_{mag}); y por lo tanto, el criterio sería (Bodenheimer, 2011):

$$|E_{\text{grav}}| > E_{\text{th}} + E_{\text{rot}} + E_{\text{turb}} + E_{\text{mag}}. \quad (37)$$

Con el fin de simplificar los cálculos y poder definir expresiones para las energías, nuevamente se parte de varios supuestos:

- Configuración esférica, de radio R y masa M .
- Gas ideal isotérmico a temperatura T .
- Velocidad angular Ω uniforme.
- Campo magnético B uniforme.

De esta forma, se tiene que:

$$\begin{aligned}
 E_{grav} &= -C_{grav} \frac{GM^2}{R} \\
 E_{th} &= \frac{3}{2} \frac{R_g T M}{\mu} \\
 E_{rot} &= C_{rot} M R^2 \Omega^2 \\
 E_{turb} &= \frac{1}{2} M \sigma^2 \\
 E_{mag} &\approx \frac{1}{6} B^2 R^3,
 \end{aligned} \tag{38}$$

donde C_{grav} es una constante dependiendo de la distribución de masa (con $C_{grav} = 3/5$ para densidad uniforme), $R_g = k_B N_A$ es la constante universal de los gases ideales, $\mu = m_H N_A \bar{\mu}$ es el peso molecular del gas en unidades de masa atómica, C_{rot} depende de la distribución de masa (con $C_{rot} = 1/5$ para densidad uniforme), y σ es la dispersión tridimensional de la velocidad (ver ecuación (3)). A partir de esto, y dependiendo de qué términos del lado derecho de la ecuación (37) son dominantes (y despreciando al resto), se pueden definir diferentes expresiones para el radio y/o la masa crítica (ver ecuación (34)), cuyo valor sería el correspondiente para que se cumpla la equidad en la ecuación (37).

Suponiendo que solo la componente térmica es relevante y resolviendo para R , se obtiene que

$$R_{crít} = R_{th} = \frac{2}{5} \frac{GM\mu}{R_g T} \equiv R_J, \tag{39}$$

cuyo valor es idéntico al radio de Jeans de la ecuación (33) al introducir los valores de las constantes correspondientes. Asimismo, resolviendo en cuanto a la masa, se obtiene que:

$$M_{crít} = M_{th} = \left(\frac{5}{2} \frac{R_g T}{\mu G} \right)^{3/2} \left(\frac{4}{3} \pi \rho \right)^{-1/2} \equiv M_J. \tag{40}$$

Si se consideran efectos de rotación, además de los efectos térmicos y la gravedad, y definiendo

$$\alpha_{th} = E_{th}/|E_{grav}| \quad \text{y} \quad \beta_{rot} = E_{rot}/|E_{grav}|, \tag{41}$$

al resolver la ecuación (37) en cuanto a la masa se obtiene que:

$$M_{\text{crít}} = M_{th+rot} = \left(\frac{5 R_g T}{2 \mu G} + \frac{2 \Omega^2 R^2}{3 G} \right)^{3/2} \left(\frac{4}{3} \pi \rho \right)^{-1/2}, \quad (42)$$

o de forma alternativa:

$$\alpha_{th} \leq 1 - \beta_{rot}. \quad (43)$$

Aunque las observaciones indican que el valor de β_{rot} en nubes moleculares (y sus *cores*) es relativamente pequeño (ver Figura 16), no se debe desestimar la necesidad de un efecto físico que provoque la pérdida de momento angular mecánico J durante el colapso (ver Sección 2.2.5). En caso que esto no ocurra, entonces la energía rotacional sería

$$E_{rot} = \frac{I \Omega^2}{2} = \frac{J^2}{2I} \approx \frac{J^2}{MR^2}, \quad (44)$$

y entonces su valor crecería más que la energía gravitatoria cuando el radio de la nube disminuya: $\lim_{R \rightarrow 0} \beta_{rot} \propto \frac{1/R^2}{1/R} \rightarrow \infty$. Este es conocido como el **problema de momento angular**.

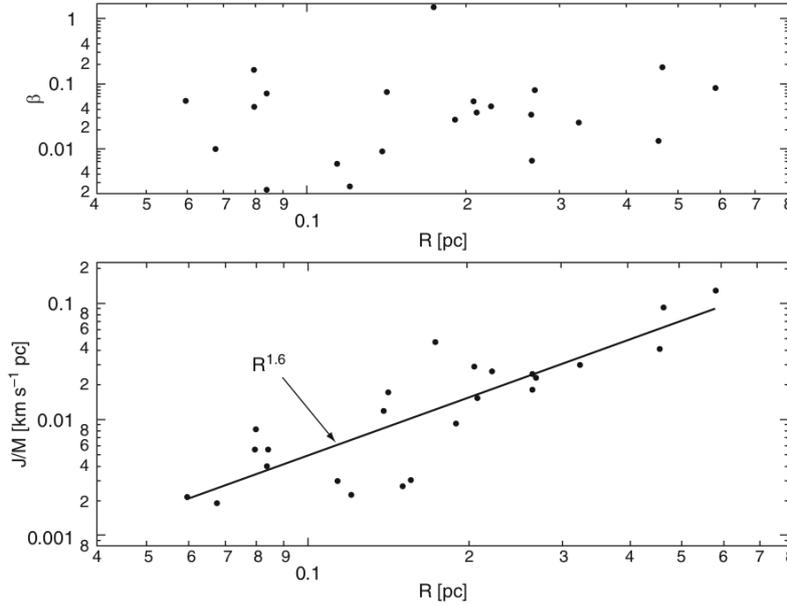


Figura 16: *Panel superior*: Cociente (β_{rot}) entre la energía de rotación con el valor absoluto de la energía gravitatoria de varias nubes moleculares. *Panel inferior*: Momento angular específico (j), en función del tamaño de la nube. Adaptación de Goodman et al. (1993).

Suponiendo que solo la componente turbulenta es relevante, se obtiene que:

$$M_{\text{crít}} = M_{turb} = \frac{5 \sigma^2 R}{6G} = \frac{5 \sigma_x^2 R}{2G}, \quad (45)$$

donde la última igualdad se cumple si la turbulencia es isotrópica. Esta masa está claramente relacionada con la masa virial (ver ecuación (9)), con la diferencia de un factor de

2. Aunque los efectos turbulentos no suelen ser importantes a escalas de *cores*, su efectos a escalas mayores no deben despreciarse (ver Sección 2.2.1.1).

Por último, considerando que solo la componente magnética es relevante, se obtiene que:

$$\begin{aligned} M_{\text{crít}} = M_{\text{mag}} &= \frac{BR^2}{(3.6G)^{1/2}} \approx \frac{1}{2\pi} \frac{\Phi_B}{\sqrt{G}} \\ \Rightarrow \left(\frac{M}{\Phi_B} \right)_{\text{crít}} &\approx \frac{1}{2\pi\sqrt{G}}, \end{aligned} \quad (46)$$

donde Φ_B es el **flujo magnético** (ver Sección 2.2.4), cuyo valor es

$$\Phi_B \approx \pi BR^2, \quad (47)$$

bajo las hipótesis asumidas. En este caso, el criterio para el colapso suele presentarse en términos del **cociente masa-flujo** (segunda línea en la ecuación (46)), definiendo así el cociente masa-flujo observado a teórico:

$$R_B = \frac{(M/\Phi_B)_{\text{obs}}}{(M/\Phi_B)_{\text{crít}}} \sim \frac{m\bar{N}\sqrt{G}}{0.16B}, \quad (48)$$

donde \bar{N} es la densidad columnar media en partículas por cm^{-2} (ver ecuación (12)), y m la masa media por partícula. De esta forma, en el caso **súper-crítico** ($R_B > 1$) la nube puede colapsar; mientras que el caso **sub-crítico** ($R_B < 1$) el campo magnético es dominante y previene el colapso general (ver Figura 17).

En caso que una nube súper-crítica con flujo magnético Φ_B colapse, y suponiendo válida la condición de congelamiento de flujo (ver ecuación (27)), entonces al disminuir su radio R el campo magnético B aumentaría como

$$B \propto R^{-2}. \quad (49)$$

Esto generaría que la energía magnética tenga la misma tasa de crecimiento que la energía gravitatoria al disminuir R : $\lim_{R \rightarrow 0} \frac{E_{\text{mag}}}{|E_{\text{grav}}|} \propto \frac{1/R}{1/R} \rightarrow 1$, provocando un posible frenado al colapso. A partir de observaciones se estima que el flujo magnético de un *core* típico es de $\Phi_B \sim 10^{29} \text{ G cm}^2$, mientras que para objetos estelares jóvenes se estima de $\Phi_B \sim 10^{25} \text{ G cm}^2$. Es necesaria entonces, la existencia de un efecto físico (como la presencia de resistividad o procesos difusivos) que provoque la disminución del valor de Φ_B durante el colapso. Este es conocido como el **problema de flujo magnético**.

2.3.2 Colapso isotérmico

Suponiendo que una nube molecular esférica de densidad uniforme, temperatura uniforme, sin presión externa, sin rotación y sin campos magnéticos, cumpla que su masa

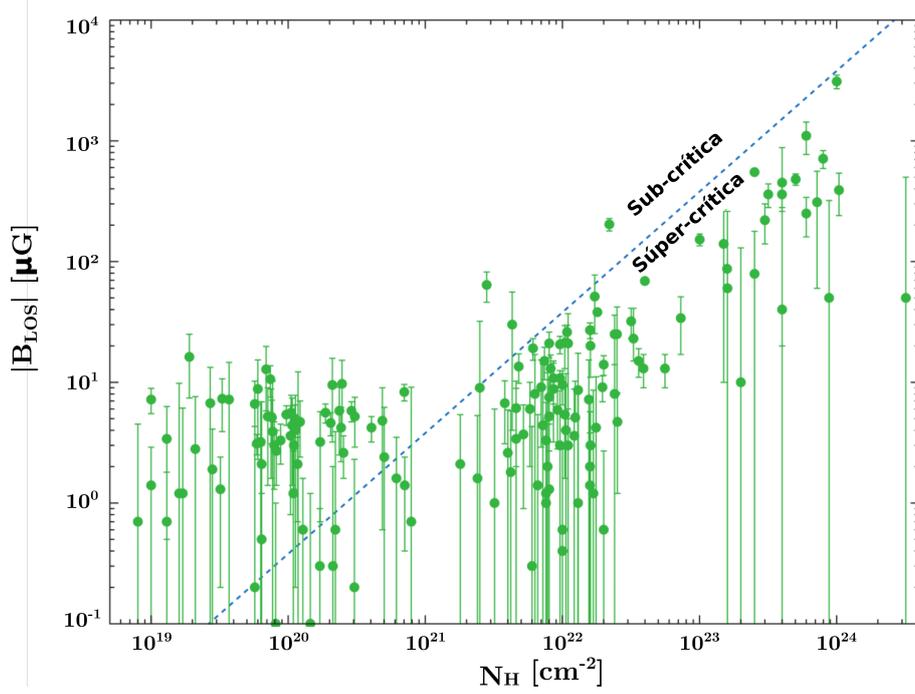


Figura 17: $|B_{los}|$ en función de $N_H = N_{HI} + 2N_{H_2}$, para las mismas nubes presentadas en la Figura 14. La línea punteada es para un cociente masa-flujo crítico: $M/\Phi_B = 3.8 \times 10^{-21} N_H/B$. Las mediciones por encima de esta línea se catalogan como sub-críticas, y las que se encuentran debajo como súper-críticas. Adaptación de [Crutcher \(2012\)](#).

$M > M_{\text{crít}} = M_J$, entonces colapsará gravitatoriamente. Si se asume también, de forma ingenua y errónea pero aceptable para un análisis extremadamente simplificado, que cualquier gradiente de presión es lo suficientemente pequeño para contrarrestar el colapso general ($|dP/dr| \ll GM_r \rho / r^2$), entonces la nube estará en **caída libre**. Si además la nube es ópticamente delgada (la energía gravitacional liberada durante el colapso puede ser completamente radiada al exterior), entonces el colapso será **isotérmico** ($T \sim cte$), y ocurrirá en la escala del **tiempo de caída libre** T_{ff} :

$$T_{ff} = \left(\frac{3\pi}{32} \frac{1}{G\bar{\rho}} \right)^{1/2}, \quad (50)$$

donde $\bar{\rho}$ es la densidad promedio ($\bar{\rho} = \rho_0$ para una nube homogénea).

A partir de la ecuación (50), todas las regiones de la nube que tengan la misma densidad tardarán (idealmente) lo mismo en colapsar, y la densidad aumentará al mismo ritmo en todas ellas. Este comportamiento es llamado **colapso homólogo** ([Carroll & Ostlie, 2017](#)).

En este caso isotérmico, considerando que la nube inicial cumplía que $R = R_J$, se puede estimar entonces una **tasa de caída libre**:

$$\dot{M}_{J,ff} \approx \frac{M_J}{T_{ff}} \propto \frac{c_s^3}{G} = cte, \quad (51)$$

donde se han utilizado las ecuaciones (18), (33) y (50). Suponiendo que la nube posee una temperatura $T_0 = 10$ K, entonces $\dot{M}_{J,ff} \sim 2 \times 10^{-5} M_\odot \text{ años}^{-1}$.

Si se deja de lado la hipótesis de que las presiones generadas son despreciables, entonces el colapso será **no homólogo**, o *inside-out*. Esto ocurre si el valor del **tiempo de cruce sonoro** (tiempo para alcanzar el equilibrio mecánico):

$$t_s = \frac{R}{c_s}, \quad (52)$$

cumple que $t_s \lesssim T_{ff}$. Este análisis más realista es similar al modelo de Bonnor-Ebert comentado en la ecuación (35). En este caso, aunque la nube posea densidad inicial uniforme (y por lo tanto, tiempo de caída libre inicial uniforme), las regiones internas aumentan su presión relativa a la superficie durante el colapso, y se genera un gradiente de presión (y de densidad). Este gradiente ralentiza el colapso de las capas exteriores de la nube (respecto al tiempo de caída libre), y en consecuencia su densidad disminuye respecto a las internas. Mientras las regiones de mayor densidad colapsan cada vez más rápidamente que las de menor densidad, el colapso en la región más central continúa aproximadamente en caída libre, ya que esta no es afectada (aún) por el gradiente de presión. En este modelo, se obtiene un perfil de densidad de aproximadamente, $\rho \propto r^{-3/2}$ en las capas internas, y $\rho \propto r^{-2}$ en las capas externas (ver Figura 18, Larson, 1969; Penston, 1969; Shu, 1977; Stahler & Palla, 2005; Bodenheimer, 2011; Krumholz, 2015).

2.3.3 Fases de formación protoestelar

La formación protoestelar se suele separar (de forma ideal y simplificada) en cuatro fases (Masunaga et al., 1998; Inutsuka, 2012; Bhandare et al., 2018):

1. Colapso isotérmico:

Durante el **primer colapso**, el gas se mantiene aproximadamente a una temperatura constante $T \sim 10$ K, hasta que la densidad alcanza un valor de $\rho \sim 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$.

2. Contracción adiabática:

Una vez que el centro de la nube en colapso alcanza una densidad lo suficientemente alta para tornarse ópticamente grueso al gas, comienza la **contracción adiabática**. Al iniciar esta etapa, una parte de la masa central ($\sim 10^2 M_\odot$) denominada **primer core** (*first core*) se aproxima al **equilibrio hidrostático** (su presión interna soporta al colapso gravitatorio), con temperatura $T_{core} \approx 170$ K y densidad $\rho \approx 2 \times 10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$. La mayoría de la energía gravitacional liberada se transforma en calor, aumentando la temperatura y la presión, y ralentizando el aumento de densidad. Parte del gas circundante es acretado por una envoltura alrededor del primer core.

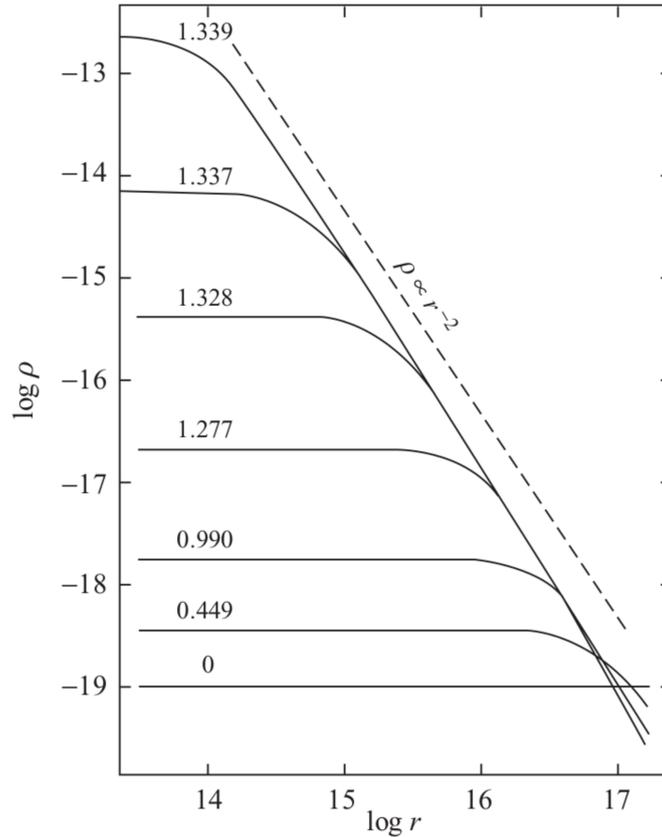


Figura 18: Variación logarítmica de la densidad con el radio, en función del tiempo en un modelo de colapso isotérmico, con los extremos fijos (para analizar la densidad externa). Cada curva está etiquetada con el tiempo transcurrido desde el inicio del colapso (en unidades arbitrarias). Adaptación de [Ward-Thompson & Whitworth \(2011\)](#).

3. Segundo colapso:

Cuando la compresión aumenta la densidad hasta $\rho \sim 10^{-8} \text{ g cm}^{-3}$ y la temperatura hasta $T_{core} \sim 1600 \text{ K}$, el H_2 comienza a disociarse. Debido a que la mayoría de la energía gravitacional liberada en la compresión se utiliza para disociar al H_2 en vez de aumentar la presión térmica, ocurre en esta etapa un **segundo colapso**.

4. Acreción y Contracción:

Cuando la disociación se completa en la región central de la nube ($T_{core} \sim 8000 \text{ K}$), una pequeña parte del material formado se establece nuevamente en equilibrio hidrostático, formando el denominado **segundo core** (*second core*) o *core* estelar.

En esta fase, el material de la nube inicial circundante al *core* estelar formado, cae e impacta con su superficie generando un frente de choque. Esto provoca una nueva etapa de contracción, acompañada por la **acreción** de material. Esta contracción no llega a ser perfectamente adiabática, ya que la degeneración parcial de electrones comienza a dominar la presión central (deja de valer la hipótesis de gas ideal).

En esta etapa, una parte del momento angular de la nube en colapso es eliminada

a través de flujos salientes (*outflows*) o *jets*, mientras que otra gran parte es absorbida por el **disco circunestelar** formado, el cual puede durar $\sim [1 - 10] \times 10^6$ años antes de ser foto-disipado.

En la Figura 19 se muestra un esquema de la protoestrella en formación. Durante la etapa final de contracción, relacionada con la **evolución pre-secuencia principal** del objeto (ver Sección 2.4), y una vez que la temperatura central del *second core* alcanza los $\sim 10^6$ K, la fusión nuclear comienza a suceder y eventualmente se llega al “nacimiento” de una estrella (Bhandare et al., 2018).

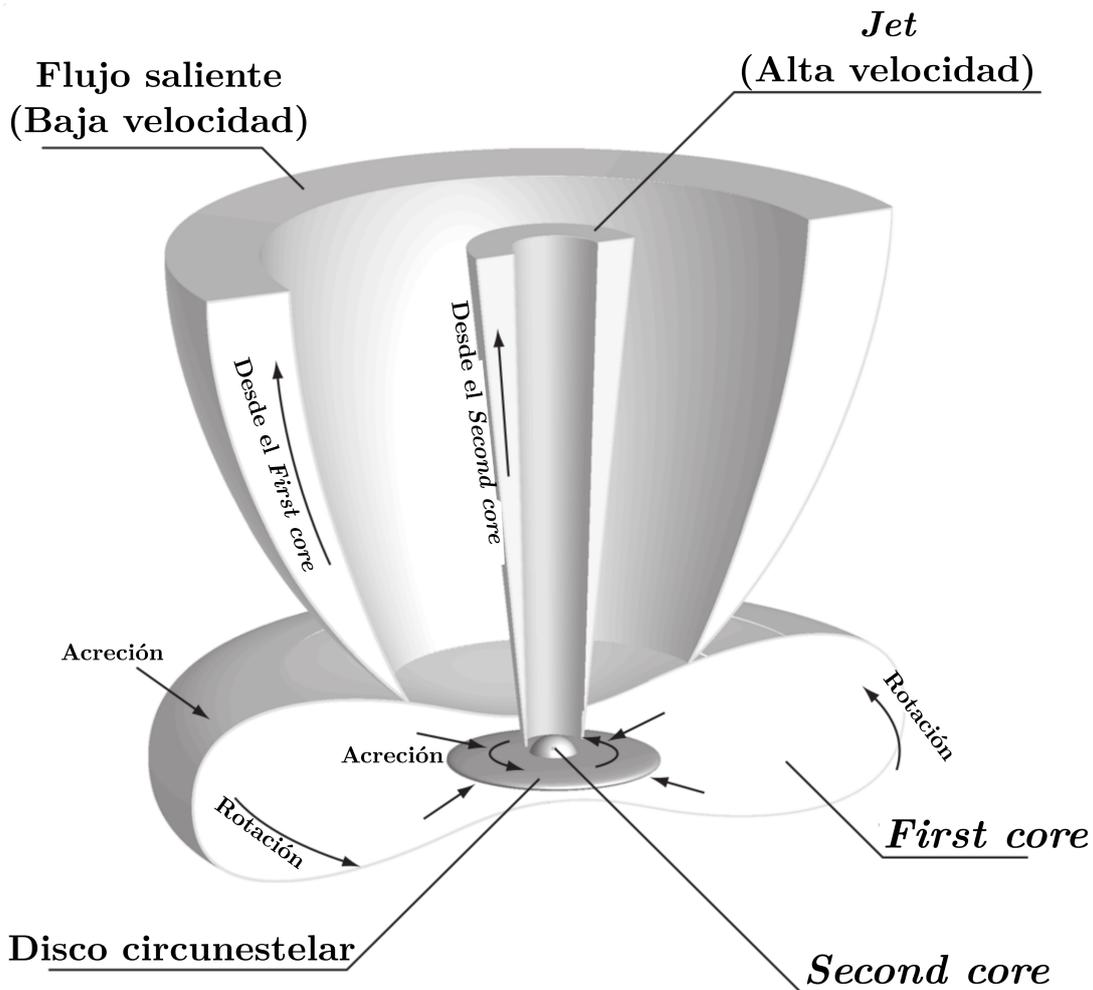


Figura 19: Esquema de protoestrella en formación. La representación no se encuentra a escala. Adaptación de Inutsuka (2012).

Debido a que la nube es ópticamente gruesa a partir de la contracción adiabática (por el gas y el polvo), la energía potencial gravitatoria liberada durante el colapso se convierte en calor, y luego es irradiada en el infrarrojo (ver Sección 2.1.1). A partir del cómputo de la **luminosidad** L (tasa de liberación de energía), y el radio R_f de la fotosfera del objeto (distancia en la que la **profundidad óptica** $\tau_\lambda \approx 2/3$), es posible calcular su

temperatura efectiva suponiendo que irradia como un **cuerpo negro**:

$$T_{eff} = \left(\frac{L}{4\pi R_f^2 \sigma_B} \right)^{1/4}, \quad (53)$$

donde σ_B es la constante de Stefan-Boltzmann. Con estos parámetros es posible establecer la posición del objeto en un **diagrama de Hertzsprung-Russell (H-R)**. Las curvas que representan el estado evolutivo de las estrellas en estos diagramas son conocidas como **trayectorias evolutivas**. En la Figura 20 se muestran trayectorias evolutivas teóricas para nubes de $0.05, 0.1, 0.5, 1, 2,$ y $10 M_\odot$, computadas para las tres últimas fases de formación protoestelar. Durante estas etapas, $T_{eff} \neq T_{core}$.

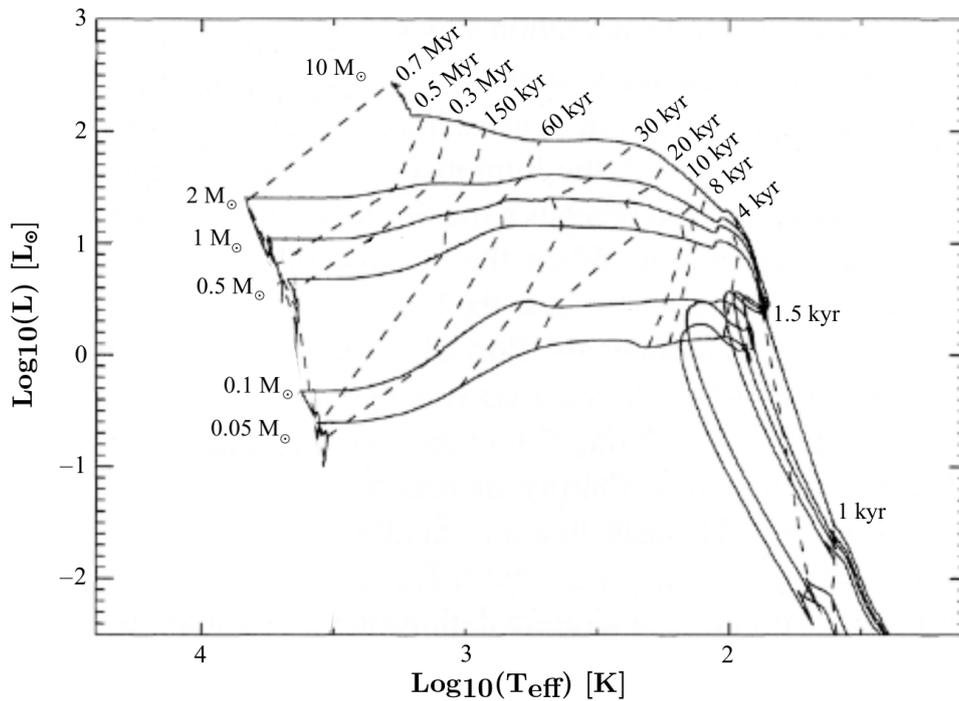


Figura 20: Trayectorias evolutivas teóricas (líneas sólidas) del colapso gravitacional de seis nubes de distinta masa, a través de la fase de formación protoestelar. Las líneas a trazos muestran los tiempos desde el comienzo del colapso. Adaptación de [Wuchterl & Tscharnuter \(2003\)](#).

2.3.4 Ecuación de estado (*EOS*)

El comportamiento de un gas bajo diferentes condiciones físicas se describe a través de la **Ecuación de estado** del gas. La suposición más simple (y común) que se puede adoptar, es que el gas de una nube molecular se comporta como un gas ideal, obedeciendo la ecuación

$$PV = nR_gT = nk_B N_A T = Nk_B T, \quad (54)$$

donde P es la presión del gas, V es su volumen, T es su temperatura, n es su cantidad (número de moles), R_g es la constante universal de los gases ideales, k_B es la constante

de Boltzmann, N_A es el número de Avogadro, y N es el número total de moléculas del gas. Debido a que los efectos relativos a la compresión, incluyendo posible transferencia de calor, conforman los principales procesos de la formación estelar, es posible simplificar aún más la ecuación de estado al suponerla **politrópica**:

$$P = \rho^\gamma K \quad \Rightarrow \quad T = \rho^{(\gamma-1)} K', \quad (55)$$

con ρ la densidad, γ el índice politrópico, y K y K' constantes de proporcionalidad. En este modelo, $\gamma = 1$ para un proceso **isotérmico**, mientras que $\gamma = C_P/C_V$ (con C_P y C_V la capacidad calorífica a presión y volumen constante, respectivamente) para un proceso **adiabático**. Mientras que para un gas di-atómico ideal (como H_2) se tiene que $\gamma_{adiab} = 7/5$, para un gas mono-atómico ideal (como el hidrógeno atómico) se cumple que $\gamma_{adiab} = 5/3$. Si se consideran más de una especie de gas (por ejemplo, una mezcla de hidrógeno atómico y molecular), se suele emplear un **índice politrópico efectivo** γ_{eff} , calculado a partir de las proporciones de cada especie (Nicolaou et al., 2019). Para gases ideales, se define la **energía interna**:

$$U = C_V n T, \quad (56)$$

y la **densidad de energía interna** (energía por unidad de volumen):

$$e = \rho \epsilon = \rho \frac{U}{M} = \rho \frac{C_V T}{M}, \quad (57)$$

donde ϵ es la energía interna por unidad de masa y M es la masa molar (masa por unidad de mol).

En la figura 21 se identifican las cuatro fases del colapso protoestelar (incluyendo los momentos de formación del *first core* y *second core*), y el valor que toma el índice politrópico efectivo en cada una de ellas. Como se mencionó en la sección anterior, la ecuación de estado durante la fase de Acreción comienza a ser no-ideal, ya que allí se deben considerar interacciones entre partículas.

2.3.5 Fragmentación

A partir del modelo simplificado realizado, se puede suponer que, si una *GMC* cumple el criterio de Jeans correspondiente, colapsará y formará una estrella de masa igual a la inicial de la nube. Sin embargo, se deriva de observaciones que esto no ocurre, sino que, en contraparte, las estrellas tienden a formarse en grupos (Lada et al., 1991). La frecuencia estimada de sistemas binarios, discriminados por masa de sus integrantes, se estima de: $\sim 30\%$ para estrellas de masa $M < 0.5 M_\odot$; $\sim 50\%$ para $0.5 M_\odot < M < 10 M_\odot$; y $\sim 100\%$ para $M > 10 M_\odot$ (Lee et al., 2020).

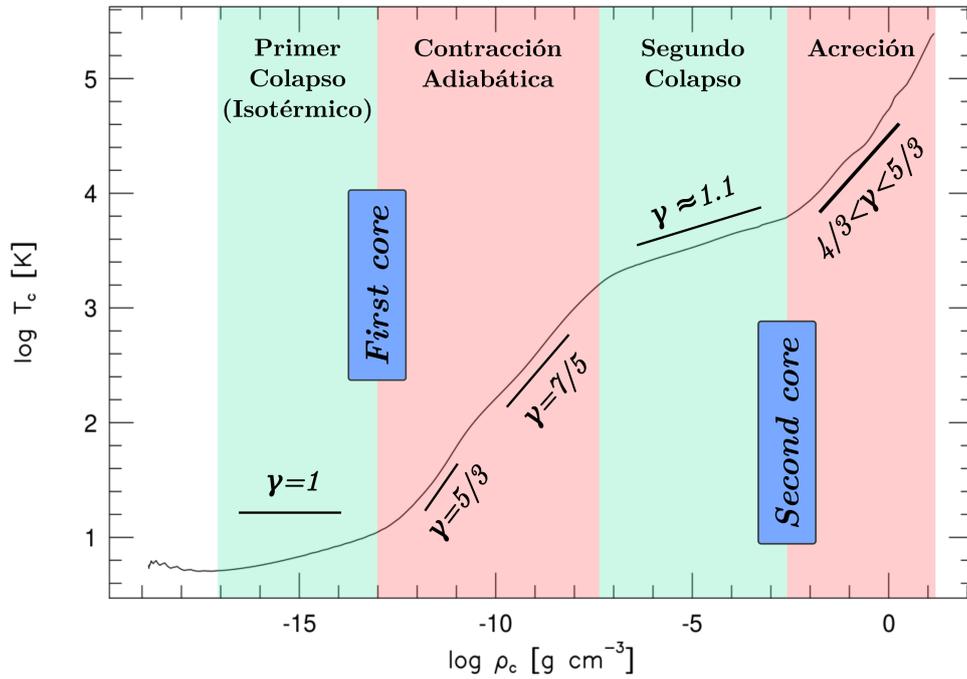


Figura 21: Temperatura central de una nube molecular colapsando, en función de la densidad central. Se muestran las fases del colapso (incluyendo los estados de *first* y *second core*), y el valor del índice politrópico efectivo en las regiones de interés. Adaptación de Masunaga & Inutsuka (2000) y Bhandare et al. (2018).

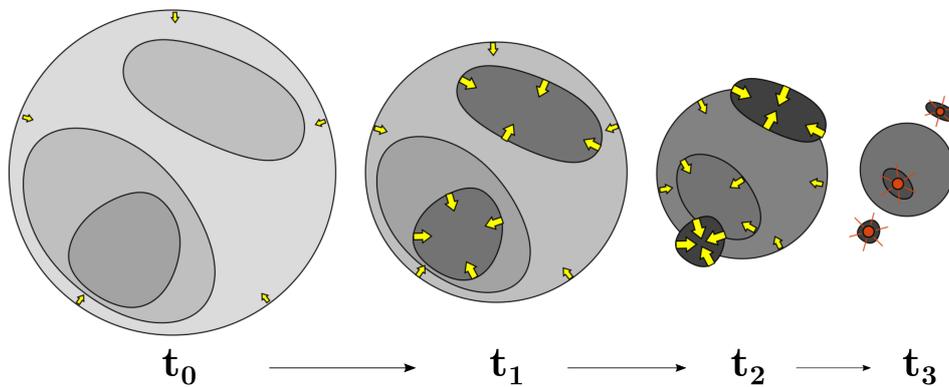


Figura 22: Esquema de la fragmentación en una nube molecular, a diferentes tiempos t_i . Las regiones más oscuras poseen mayor densidad, las flechas amarillas denotan las regiones independientes que son auto-gravitantes, y los puntos rojos denotan protoestrellas finales. Adaptación de Guszejnov & Hopkins (2016).

La teoría principal en cuanto al origen de la multiplicidad estelar, es la **fragmentación** de la nube molecular. Este proceso jerárquico, esquematizado en la Figura 22, implica la creación de subregiones con densidades lo suficientemente altas para volverse independientemente auto-gravitantes. Estos fragmentos son más densos que su nube molecular progenitora y, por lo tanto, colapsan más rápido y de forma casi independiente a su entorno.

A grandes escalas, la **turbulencia intrínseca** y las **inhomogeneidades en densi-**

dad de la nube inicial, suelen ser los principales causantes de la creación de fragmentos de sobre-densidad. A escalas menores, además de fragmentación de la nube progenitora, la fragmentación de los discos de acreción inestables que se hayan formado, y las interacciones dinámicas entre *cores*, contribuyen también a este proceso (Lee et al., 2020).

Un análisis simple para comprender la posibilidad de fragmentación de una nube durante el colapso, es la estimación de las condiciones para que la masa crítica ($M_{\text{crít}}$) disminuya al aumentar la densidad (Carroll & Ostlie, 2017). En este caso, suponiendo un momento t_0 del colapso (homólogo) de una nube de masa M , ocurrirá que:

$$\rho = \rho_0 \quad ; \quad M > M_{\text{crít},0}, \quad (58)$$

y a un momento $t_1 > t_0$, ocurrirá que:

$$\begin{aligned} \rho = \rho_1 > \rho_0 \quad ; \quad M > M_{\text{crít},0} > M_{\text{crít},1} \\ \Rightarrow \quad M \gg M_{\text{crít},1}. \end{aligned} \quad (59)$$

De esta forma, existe la posibilidad de que la nube se fragmente en pedazos de masa $m_i < M$, con densidad $\rho \approx \rho_1$, que cumplan que $m_i > M_{\text{crít},1}$, y por lo tanto sean auto-gravitantes y colapsen de forma independiente.

Suponiendo que la masa crítica se define por efectos térmicos según la ecuación (34), entonces

$$M_{\text{crít}} \propto \rho^{(3\gamma-4)/2}, \quad (60)$$

donde se ha usado la ecuación (55). En este caso, la condición para que la nube pueda fragmentarse es $\gamma < 4/3$, lo cual ocurre durante el primer y segundo colapso (ver Figura 21). A partir de la primera de estas fases se deriva el denominado **límite de opacidad para la fragmentación** (Rees, 1976), el cual indica la densidad máxima posible de la nube para poder fragmentarse:

$$\rho_{\text{frag, min}} \approx 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}. \quad (61)$$

A partir de este valor, se estima que la masa mínima de los fragmentos es de (Bate et al., 2003; Boyd & Whitworth, 2005):

$$M_{\text{frag, min}} \approx [7 - 10] M_{\text{Jup}}, \quad (62)$$

donde M_{Jup} es la masa de Júpiter.

Suponiendo que la masa crítica se define por efectos magnéticos según la ecuación (46), entonces

$$M_{\text{crít}} \propto \rho^{3(\kappa-2/3)}, \quad (63)$$

donde se ha usado la ecuación (28). En este caso, debido a que $\kappa \approx 0.65 < 2/3$ (colapso no

esférico, ver Sección 2.2.4), la nube puede fragmentarse durante el colapso (Bodenheimer, 2011).

Por otro lado, la fragmentación de un *core* durante el segundo colapso involucra de forma no despreciable efectos de rotación y/o campos magnéticos, **interacciones dinámicas**, y la posible presencia de **discos** (Inutsuka, 2012). A partir de un análisis simplificado incluyendo efectos de rotación y térmicos, se obtiene que para que un *dense core* pueda fragmentarse durante el segundo colapso, debe cumplirse que (Lee et al., 2020):

$$\begin{aligned}\alpha_{th} &< 0.5 \\ \alpha_{th}\beta_{rot} &< 0.12,\end{aligned}\tag{64}$$

donde α_{th} y β_{rot} se definen según la ecuación (41).

2.3.6 Eficiencia

A partir de observaciones, se deriva que la cantidad de estrellas de baja masa que se forman al fragmentarse una nube molecular, es mayor que las de alta masa. La distribución de masa de estrellas de un determinado sistema suele representarse a través de la Función Inicial de Masa o *IMF* por sus siglas en inglés:

$$\xi_{IMF} = \frac{dN}{dM} \propto M^{-\Gamma},\tag{65}$$

donde $dN = f(m)dm$ es el número de estrellas formadas con masa entre m y $m + dm$, y Γ es un factor de proporcionalidad. Se comprueba que $\Gamma \sim 2.3$ para estrellas de alta masa mientras que, limitaciones de las observaciones suelen provocar incertidumbre en el rango de menor masa. Existen varios modelos de la *IMF* (Salpeter, 1955; Miller & Scalo, 1979; Kroupa, 2001; Chabrier, 2003), y todos son similares en el rango masa $M > 1 M_{\odot}$. Esto ocurre porque, aunque una *IMF* observada depende de varios factores del sistema, esta varía muy poco en comparación con la obtenida en otras regiones, dando un indicio de “universalidad” aún sin explicación precisa (Ward-Thompson & Whitworth, 2011). En la Figura 23 se muestra la comparación entre la función de masa de *cores* pre-estelares (ver ecuación (15)), y el modelo de *IMF* de Kroupa (2001):

$$\Gamma \approx \begin{cases} 0.3 & \text{si } 0.01 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 0.08 M_{\odot} \\ 1.3 & \text{si } 0.08 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 0.5 M_{\odot} \\ 2.3 & \text{si } 0.5 M_{\odot} \lesssim M.\end{cases}\tag{66}$$

Los índices de la ley de potencias de ambas funciones son muy similares, aunque los límites de los rangos de masa donde se aplican son mayores. Esta similitud parece indicar que el desplazamiento entre ellas representa la **eficiencia de formación estelar** (*SFE*, por sus siglas en inglés) en *cores* pre-estelares.

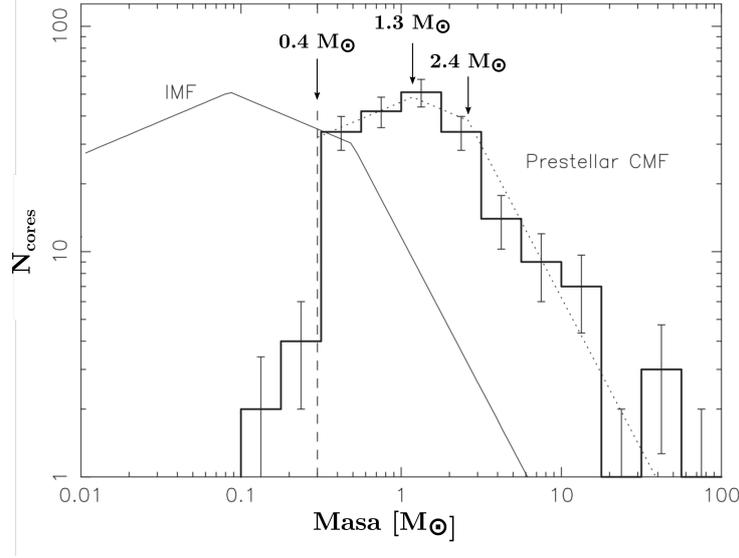


Figura 23: Distribución de frecuencia de masas para *cores* pre-estelares en la región de *Orión*. Su ajuste (por partes) posee la misma forma funcional que la IMF de la región (ver ecuación (66)), con diferencia en los valores de masa de cambio de pendiente: $\{0.4 - 1.3 - 2.4\} M_{\odot}$. La línea vertical a trozos indica el límite en masa ($0.4 M_{\odot}$) por debajo del cual los datos son incompletos, debido a las limitaciones del instrumento utilizado. Adaptación de [Ward-Thompson & Whitworth \(2011\)](#).

La **eficiencia de formación** de B a partir de A se expresa como:

$$\epsilon_{A,B} = \frac{M_B}{M_A}, \quad (67)$$

y representa la fracción de A que se ha convertido en B . A partir de esto, es posible definir la **SFE integrada**, la cual es la fracción de masa de gas que se ha convertido en estrellas, a lo largo de toda la vida de la nube como:

$$\epsilon_{int} = \frac{M_{\star}(t = \infty)}{M_{gas}(t = 0)}, \quad (68)$$

donde M_{\star} es la masa de las estrellas formadas y M_{gas} es la masa de gas que no conforma estrellas. Aunque ϵ_{int} solo puede ser estimado de forma indirecta, si es posible calcular la **SFE instantánea**, la cual es la fracción de masa de estrellas asociadas a una nube de formación estelar en un tiempo dado:

$$\epsilon(t) = \frac{M_{\star}(t)}{M_{\star}(t) + M_{gas}(t)}, \quad (69)$$

y cumple que $\lim_{t \rightarrow \infty} \epsilon(t) \rightarrow \epsilon_{int}$. De forma análoga, se definen también la **eficiencia de formación de clumps** y la **eficiencia de formación de cores** (*CFE*, por sus siglas en inglés) en una nube, reemplazando el valor de masa de estrellas por masa de *clumps* o *cores*, según corresponda ($M_{\star} \rightarrow \{M_{core}, M_{clump}\}$). Por otro lado, si se reemplaza el valor

de masa de gas por masa de *cores* ($M_{\text{gas}} \rightarrow M_{\text{core}}$), se define entonces la **SFE en cores** (ϵ_{core}).

Debido a que la escala de tiempo característica para la evolución de un objeto auto-gravitante es su tiempo de caída libre T_{ff} (ver ecuación (50)), se define también la **SFE por caída libre**, la cual es la fracción de gas convertida en estrellas por tiempo de caída libre:

$$\epsilon_{ff}(t) = \frac{\dot{M}_*(t)T_{ff}}{M_{\text{gas}}(t)}, \quad (70)$$

donde

$$\dot{M}_*(t) = \frac{dM_*(t)}{dt}, \quad (71)$$

es la **tasa de formación estelar** (*SFR*, por sus siglas en inglés) de un tiempo dado.

A partir de las observaciones, se concluye que la mayoría de las nubes moleculares poseen: $\epsilon_{ff} \approx 0.01 = 1\%$, que la *pre-stellar CFE* es: $\epsilon \approx 15\% - 25\%$ (en los filamentos de nubes donde ser forman), y que: $\epsilon_{\text{core}} \approx 40\%$ (Ballesteros-Paredes et al., 2020). Varios modelos teóricos indican que la razón del bajo valor de ϵ_{ff} se debe a los distintos efectos de retroalimentación (**feedback**) de parte de estrellas masivas (Grudić et al., 2019), así como también la presencia de *jets*, flujos salientes, rotación, entre otros efectos físicos.

2.4 Evolución pre-secuencia principal

Durante la fase de acreción de la formación protoestelar (ver Sección 2.3.3), el material en caída en la superficie del *second core* genera energía cinética por el frente de choque. Por detrás de este frente, una parte de esa energía se convierte en radiación la cual, junto a la generada por la temperatura interna del objeto en sí, conforman la luminosidad total del objeto:

$$L = L_{\text{acc}} + L_{\text{int}}. \quad (72)$$

Siendo la **tasa de acreción** \dot{M}_{acc} :

$$\dot{M}_{\text{acc}} = 4\pi R^2 \rho_R v_R^2, \quad (73)$$

con ρ_R y v_R la densidad y velocidad del material al radio de choque R (Bhandare et al., 2020), se obtiene que la luminosidad producida por la acreción es

$$L_{\text{acc}} \approx \epsilon \frac{GM\dot{M}_{\text{acc}}}{R}, \quad (74)$$

donde ϵ es un factor de eficiencia dependiente de la estructura del choque y su geometría, que representa la cantidad de flujo no absorbido (Krumholz, 2015).

Una vez que las temperaturas internas son lo suficientemente altas ($\gtrsim 10^5$ K) para que gran parte del hidrógeno esté ionizado, el *second core* logra alcanzar aproximadamente

el equilibrio hidrostático. La contracción de este objeto es conocida como **contracción Kelvin-Helmholtz** (contracción-KH), y su escala de tiempo se estima a partir del cociente entre la energía gravitatoria final y su luminosidad (Ward-Thompson & Whitworth, 2011):

$$t_{KH} = \frac{\Delta E}{L} \simeq \frac{GM^2}{R} \frac{1}{L}. \quad (75)$$

Debido a que $t_{KH} \gg T_{ff}$, esta etapa de contracción ocurre a una tasa mucho más lenta que el colapso en caída libre. Para estrellas de baja masa, el tiempo de acreción $t_{acc} = M/\dot{M}_{acc}$ cumple que $t_{acc} \ll t_{KH}$, y por lo tanto se obtiene $L \approx L_{int}$ durante la compresión adiabática (Bhandare et al., 2020). Toda la radiación emitida es luego absorbida y re-emitida por las capas externas (ópticamente gruesas y llenas de polvo), de tal forma que el objeto aún en acreción (definido como **protoestrella**), es visible en el infrarrojo (Bodenheimer, 2011; Krumholz, 2015, ver Sección 2.3.3).

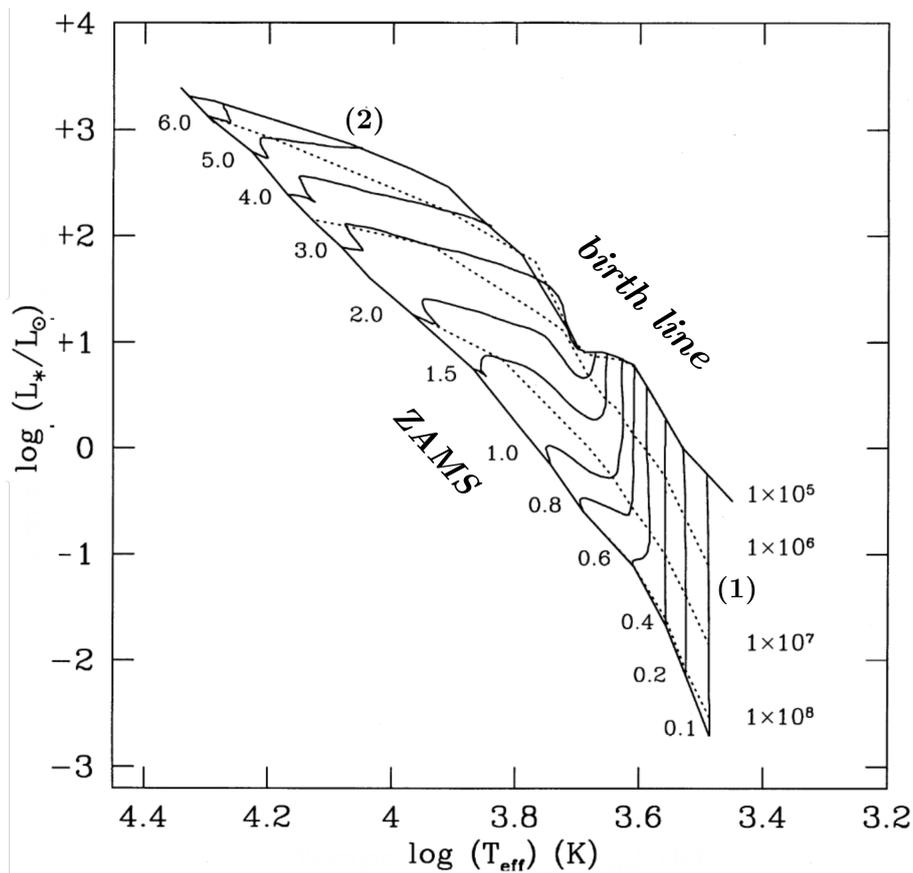
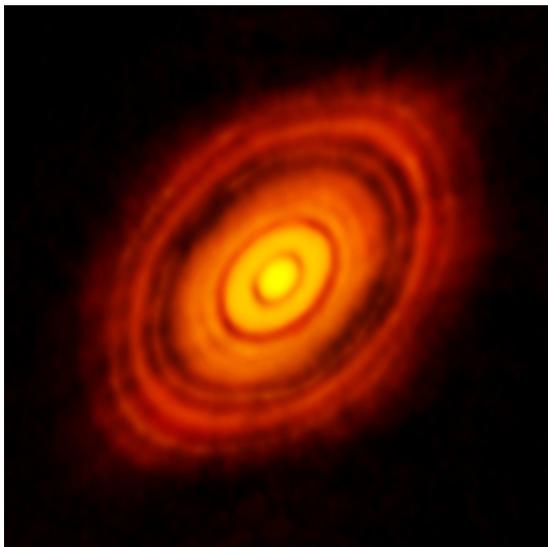


Figura 24: Esquema de trayectos pre-secuencia-principal teóricos en el diagrama H-R, etiquetados según la masa de su estrella en masas solares (M_\odot). Las líneas punteadas son isócronas, con sus respectivos tiempos (en años) a su derecha. Cada trayecto inicia en la *birth line*, y finaliza en la *ZAMS*. En (1) se puede observar con claridad el trayecto de Hayashi (líneas verticales), mientras que en (2) se observa fácilmente el trayecto de Henyey (líneas horizontales). Adaptación de Palla & Stahler (1999).

A medida que la tasa de acreción disminuye y la envoltura en caída se vuelve cada vez menos opaca, la superficie observable de la protoestrella disminuye su luminosidad

y aumenta su temperatura. Una vez que esta envoltura se vuelve transparente, el objeto (aún en contracción-KH) es visible en longitudes de onda del infrarrojo cercano y óptico, y puede ser identificado en un diagrama H-R como una **estrella pre-secuencia-principal** con un espectro fotosférico (Ward-Thompson & Whitworth, 2011). La línea en el diagrama H-R que conecta los puntos donde estos objetos aparecen por primera vez, se conoce como **línea de nacimiento** (*birth line*, ver Figura 24).

Estas estrellas de pre-secuencia-principal, evolucionan primero en el diagrama H-R a lo largo de su **trayecto de Hayashi** correspondiente. Este trayecto, que se observa como un movimiento aproximadamente vertical hacia abajo, representa la fase convectiva del objeto. Luego, la evolución ocurre a lo largo de su **trayecto de Henyey** correspondiente, la cual representa la fase radiativa del objeto, y se observa como un movimiento aproximadamente horizontal hacia la izquierda. El largo relativo entre estos dos trayectos depende de la masa de la estrella pre-secuencia-principal en cuestión (ver Figura 24), y su combinación conforma la **trayectoria de pre-secuencia-principal**. Los objetos con masa $0.1 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 2 M_{\odot}$ observados sobre este trayecto se denominan **estrellas T-Tauri**, mientras que los de masa $2 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 8 M_{\odot}$ se conocen como **estrellas Herbig-Ae/Be** (ver Figura 25, Bodenheimer, 2011).



(a) Imagen de la estrella T-Tauri *HL Tau* de masa $M \approx 0.55 M_{\odot}$, y su disco, obtenida con el telescopio *ALMA* (*Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*). Créditos: *ALMA* (ESO/NAOJ/NRAO).



(b) Imagen (compuesta) de la estrella Herbig-Ae *AB Aurigae* de masa $M \approx 2.4 M_{\odot}$, y su disco, obtenida con el telescopio *VLT* (*Very Large Telescope*). Créditos: ESO/Boccaletti et al. (2020).

Figura 25: Imágenes de estrellas de pre-secuencia principal T-Tauri y Herbig Ae. Existen indicios de la presencia de planetas en formación en los discos de ambas estrellas (Boccaletti et al., 2020; Wang et al., 2020).

El final de la formación estelar ocurre cuando el objeto ya no acreta material, y se contrae (sin variación de masa) hasta llegar a la **edad-cero de secuencia principal**

(*ZAMS*, por sus siglas en inglés) del diagrama H-R, donde las reacciones nucleares se convierten en su principal fuente de energía (ver Figura 24). Las protoestrellas con masa en el rango $0.013 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 0.072 M_{\odot}$, generan fusión nuclear en su núcleo a una tasa menor a la necesaria para formar una estrella de secuencia principal, y por lo tanto se denominan **enanas marrones**. En la Figura 26 se muestra un diagrama esquemático de las diferentes etapas del modelo clásico de formación estelar.

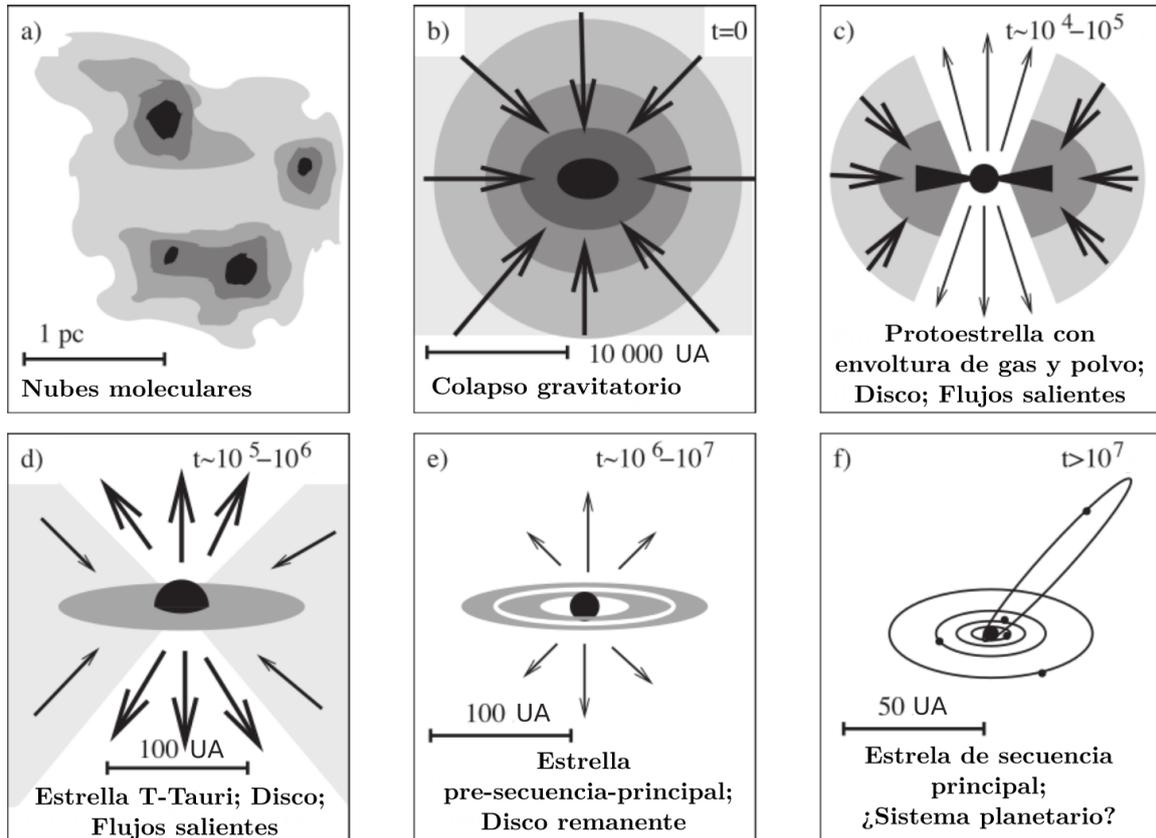


Figura 26: Diagrama esquemático de las diferentes etapas de la teoría formación estelar clásica, para una estrella de masa solar ($1 M_{\odot}$). Todos los tiempos se encuentran en años. Adaptación de [Ward-Thompson & Whitworth \(2011\)](#).

3 Herramientas numéricas

En esta sección se presentan las herramientas numéricas utilizadas a lo largo de este trabajo. Primero se hace una breve introducción al sistema de ecuaciones a resolver, y a las dos principales especificaciones de campo de fluido (Lagrangiana y Euleriana). Luego, se comenta sobre el método computacional de *SPH* y las partículas sumidero, continuando con un desarrollo sobre el código generador de condiciones iniciales. Al finalizar la Sección, se comenta sobre el código de simulación utilizado (*GIZMO*), y las propiedades de las condiciones iniciales y simulaciones realizadas.

3.1 Introducción

A partir de la mecánica clásica, es posible determinar la posición \mathbf{x} , velocidad \mathbf{u} , y fuerza por unidad de masa \mathbf{F} actuando en cada partícula de un gas o líquido para todo tiempo t , a través de las ecuaciones:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{u} \quad \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{F}(\mathbf{x}_i, \mathbf{u}_i, t), \quad \forall i \quad (76)$$

donde se asume que \mathbf{F} puede ser determinada a partir de una función de las posiciones y velocidades de todas las i partículas del sistema. En sistemas con alta cantidad de partículas (por ejemplo: $\sim 6 \times 10^{23}$ partículas en un mol), integrar estas ecuaciones puede ser imposible en la práctica, y por lo tanto se recurre a la aproximación de **medio continuo**. De esta forma, se consideran partículas idénticas con posiciones y velocidades aproximadamente idénticas (de forma estadística), y la evolución de tal sistema es gobernada por las ecuaciones de la física estadística.

Se define la función distribución $f(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)$ de tal forma que:

$$dN = f(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) d\mathbf{x} d\mathbf{u}, \quad (77)$$

donde dN es el número de partículas con posición entre \mathbf{x} y $\mathbf{x} + d\mathbf{x}$ y velocidad en el rango \mathbf{u} a $\mathbf{u} + d\mathbf{u}$ a tiempo t . Suponiendo que las partículas están sujetas a un campo de fuerzas aproximadamente invariante a distancia comparable a la separación media entre partículas, entonces la evolución de la función distribución en el espacio de fases (\mathbf{x}, \mathbf{u}) se describe a través de la **ecuación de Boltzmann**:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \cdot f + \mathbf{F} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{u}} = \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{col}}, \quad (78)$$

donde el término de la derecha representa el cambio debido a colisiones (siendo igual o cercano a 0 para un sistema no colisional).

A partir del cálculo de los tres primeros momentos ($k = \{0, 1, 2\}$) de la ecuación de

Boltzmann respecto a la velocidad (multiplicando a ambos lados por $\mathcal{U}_k = \{1, \mathbf{u}, |\mathbf{u}|^2\}$ e integrando en el espacio de velocidades), y realizando algunas suposiciones para simplificar el sistema, se derivan las ecuaciones de dinámica de fluidos viscosos, comúnmente llamadas **ecuaciones de Navier-Stokes**:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \times \mathbf{u}) + \nabla P - \rho \mathbf{F} &= \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}(e + P)) &= \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla \mathbf{u}, \end{aligned} \quad (79)$$

donde ρ es la densidad, P es la presión, y e es la densidad de energía interna por unidad de volumen del fluido, y $\boldsymbol{\sigma}$ es el **tensor de esfuerzo viscoso**:

$$\boldsymbol{\sigma} = \zeta(\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{I} + \eta \left(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{I} \right), \quad (80)$$

donde $\eta > 0$ es el coeficiente de viscosidad de corte (*shear*), $\zeta > 0$ es el coeficiente de viscosidad de volumen (*bulk*), e \mathbf{I} es el tensor identidad (Landau & Lifshitz, 1987; Bodenheimer, 2007).

Las ecuaciones (79) se conocen como: ecuación de **continuidad**, de **momento** y de **densidad de energía interna**, respectivamente. Para resolver este sistema, además de condiciones iniciales, es necesaria una ecuación de estado que relacione P y e (ver Sección 2.3.4), y cierre el sistema.

En caso de que los efectos asociados con el intercambio de partículas entre elementos de fluido adyacentes sea despreciable ($\boldsymbol{\sigma} = 0$), se obtiene de (79) el denominado Sistema de **Ecuaciones de Euler**, para fluidos no viscosos.

Si un fluido está sujeto también a efectos por fuerzas electromagnéticas, entonces su dinámica estará descrita por las **Ecuaciones de la Magnetohidrodinámica**, las cuales surgen de la combinación de las ecuaciones de Navier-Stokes (79), y las **Ecuaciones del**

electromagnetismo:

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho_c}{\epsilon_0} \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\
 \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
 \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\
 \mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} &= \eta_e \mathbf{J} \\
 e_{EM} &= \frac{|\mathbf{B}|^2}{2\mu_0},
 \end{aligned} \tag{81}$$

donde \mathbf{E} es el campo eléctrico, \mathbf{B} es el campo magnético, ρ_c es la densidad de carga, \mathbf{J} es la densidad de corriente, ϵ_0 es la permitividad eléctrica del espacio, μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío, c es la velocidad de la luz, η_e la resistividad eléctrica, y e_{EM} la densidad de energía electro-magnética interna.

El sistema de ecuaciones (79) está expresado a través de la **descripción Euleriana**. En este sistema de referencia “Euleriano” se utilizan **volúmenes** fijos en el espacio, dentro de los cuales se expresan las propiedades del fluido a través de campos, en función del espacio y el tiempo.

Por otro lado, es posible adoptar la **descripción Lagrangiana** (o sistema de referencia Lagrangiano), en el que se utilizan porciones de masa del fluido individuales (**partículas**), sobre las cuales se calculan sus propiedades, y por lo tanto el sistema de referencias se mueve con el campo de flujo. Las propiedades de las partículas se describen en función del tiempo, y la conexión de los vectores de posición individuales a lo largo del tiempo permite reconstruir sus trayectorias.

Estas dos descripciones del campo de flujo están relacionadas por la **derivada material**, también conocida como derivada Lagrangiana:

$$\frac{D\mathbf{A}(\mathbf{x}, t)}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{A}(\mathbf{x}, t), \tag{82}$$

donde $\mathbf{A}(\mathbf{x}, t)$ es un campo genérico con descripción Euleriana, y \mathbf{u} es la velocidad de fluido. La derivada total es equivalente a la Lagrangiana, al elegir una trayectoria $\mathbf{x}(t)$ que posea velocidad igual a la del fluido:

$$\frac{D\mathbf{A}(\mathbf{x}, t)}{Dt} \equiv \frac{d\mathbf{A}(\mathbf{x}, t)}{dt} \iff \frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} = \mathbf{u}. \tag{83}$$

Se conocen como **Ecuaciones de Lagrange** al sistema de Ecuaciones de Euler des-

cripto en formulación Lagrangiana:

$$\begin{aligned}\frac{d\rho}{dt} &= -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} \\ \frac{d\mathbf{u}}{dt} &= -\frac{\nabla P}{\rho} + \mathbf{F} \\ \frac{de}{dt} &= -(e + P) \nabla \cdot \mathbf{u}.\end{aligned}\tag{84}$$

Para poder realizar la evaluación numérica de modelos, funciones, variables y ecuaciones continuas, es necesaria su **discretización** (ver Figura 27). Dependiendo la discretización del fluido elegida, los códigos numéricos utilizados para resolver los sistemas de ecuaciones presentados, se dividen principalmente en **códigos de grilla** (Eulerianos), o **códigos de partículas** (Lagrangianos)¹. Los de grilla suelen presentar mejor rendimiento para situaciones con simetría, o problemas en los que se simula solo una pequeña parte de un sistema mayor, aunque se debe definir un límite espacial al sistema simulado (contorno). Por otro lado, en los de partículas no hay necesidad de definir un límite espacial, y son bastante robustos para sistemas altamente dinámicos y con geometría arbitraria (Bodenheimer, 2007).

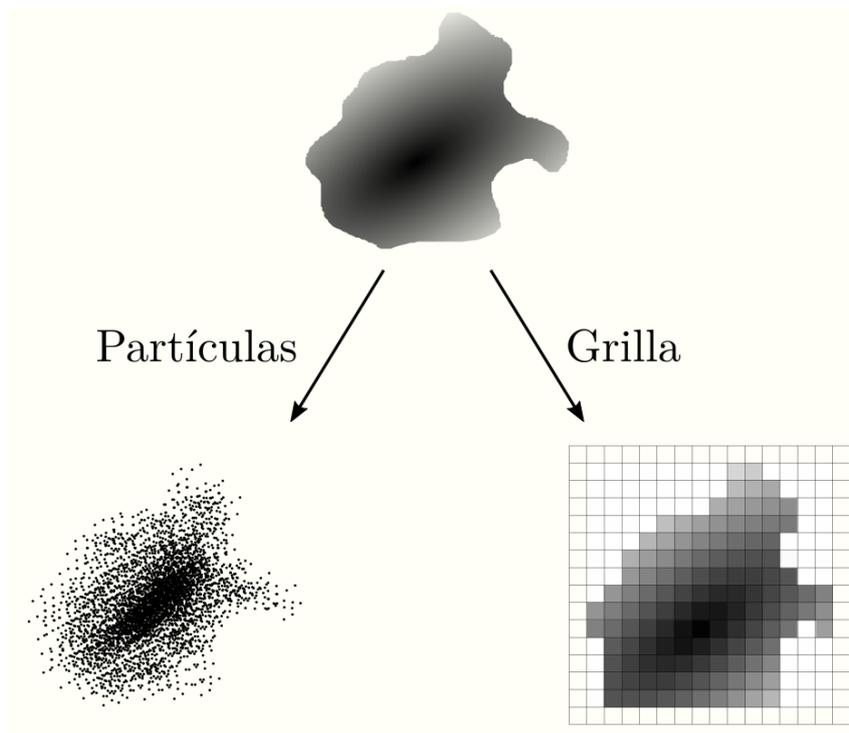


Figura 27: Esquema de la discretización Lagrangiana (partículas) y Euleriana (grilla) de un elemento de fluido. La escala de gris en la figura original, refleja la intensidad de algún atributo (por ejemplo, la densidad).

¹También existen otros métodos, como por ejemplo el *arbitrary Lagrangian-Eulerian method* que intenta combinar las ventajas de los Lagrangianos y Eulerianos, o el *spectral method*, que intenta aproximar las ecuaciones a resolver en expansiones de Fourier para su rápida solución.

Ambos tipos de código poseen, en la práctica, limitaciones de **resolución**. En los códigos de grilla, la resolución máxima (de volumen) será igual al mínimo volumen posible que puedan adoptar sus celdas; mientras que en los de partículas, la resolución máxima (de masa) será igual a la mínima masa posible que puedan adoptar sus partículas.

3.2 Hidrodinámica de Partículas Suavizadas

Gingold & Monaghan (1977) desarrollaron el método computacional Lagrangiano “Hidrodinámica de Partículas Suavizadas” (*SPH*, por sus siglas en inglés), para simular la mecánica de fluidos de medio continuo, al resolver el sistema de ecuaciones (84). Este método originalmente se desarrolló para resolver diversos problemas astrofísicos, aunque también es utilizado ampliamente en simulaciones de distintas ramas científicas, tales como oceanografía o balística (Tran-Duc et al., 2017; Al Khalil et al., 2019).

Sea $W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|; h)$ una función distribución de suavizado (*kernel*), simétrica y diferenciable, tal que:

$$\int_0^\infty W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|; h) \, d\mathbf{r} = 1, \quad (85)$$

y definiendo la longitud de suavizado h como el radio de la distribución asociada, tal que:

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|; h) = \delta_D(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (86)$$

con δ_D la Delta de Dirac; entonces se define el **campo suavizado** $\mathbf{A}_s(\mathbf{r})$ de cualquier campo $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ (escalar o vectorial) como:

$$\mathbf{A}_s(\mathbf{r}) = \int W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|; h) \mathbf{A}(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}'. \quad (87)$$

El objetivo del este método es estimar cualquier propiedad del fluido por medio de su suavizado:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) \simeq \mathbf{A}_s(\mathbf{r}). \quad (88)$$

En *SPH*, cada partícula j representa entonces una distribución de la densidad $\rho_j(\mathbf{r})$, en vez de una masa puntual. A partir de la ecuación (87), suponiendo un conjunto de N partículas $(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N)$ distribuidas según ρ , y definiendo $\rho_N(\mathbf{r})$ como la contribución en densidad de las N partículas:

$$\rho_N(\mathbf{r}) = \frac{M}{N} \sum_{j=1}^N W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|, h), \quad (89)$$

donde

$$M = \int \rho(\mathbf{r}) \, d\mathbf{r}, \quad (90)$$

se obtiene que el valor de expectación de $\rho_N(\mathbf{r})$ es:

$$E[\rho_N(\mathbf{r})] = \rho_s(\mathbf{r}). \quad (91)$$

De esta forma, se cumple que $\rho_N(\mathbf{r}) \rightarrow \rho_s(\mathbf{r})$ si $N \rightarrow \infty$. A partir de la ecuación (89), y definiendo la densidad de la partícula j en \mathbf{r}_j como:

$$\rho_j(\mathbf{r}) = m_j W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|; h), \quad (92)$$

con $m_j = M/N$, se cumple que:

$$\sum_{j=1}^N \rho_j(\mathbf{r}) = \rho_s(\mathbf{r}), \quad (93)$$

suponiendo N suficientemente grande.

De esta forma, cualquier otra propiedad asociada al fluido puede ser estimada utilizando interpolaciones pesadas en densidad entre las N partículas:

$$\mathbf{A}_s(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N V_j \mathbf{A}_j(\mathbf{r}_j) W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|; h), \quad (94)$$

donde $V_j = m_j/\rho_j$ se define como el **volumen característico** de la partícula j . Un beneficio de este método, es el hecho que las derivadas espaciales de las cantidades físicas se pueden obtener directamente del calculo de la derivada del *kernel*; por ejemplo, para la presión P :

$$\nabla P_s(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N V_j P_j(\mathbf{r}_j) \nabla W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|; h). \quad (95)$$

Un *kernel* típico es el **Gaussiano**:

$$W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|; h) = \frac{c_w}{h^d} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|}{h}\right)^2, \quad (96)$$

donde c_w es una constate de normalización dada por $c_w = [1/\sqrt{\pi}, 1/\pi, 1/(\pi\sqrt{\pi})]$ en $d = [1, 2, 3]$ dimensiones espaciales respectivamente. Aunque este *kernel* es infinitamente diferenciable y genera una estimación de cantidades suavizadas bastante precisa, posee la desventaja de requerir la interacción de todas las partículas en el domino (con coste computacional $\mathcal{O}(N^2)$), a pesar del hecho que la contribución relativa de partículas vecinas se vuelve despreciable rápidamente al aumentar la distancia. Es por esto que en la práctica es mejor utilizar un *kernel* que se comporte como el **Gaussiano**, pero esté truncado a un radio finito. El uso de tipo de *kernels* de **soporte compacto** genera que el coste computacional se reduzca a $\mathcal{O}(N \times N_{\text{vec}})$, donde N_{vec} es la cantidad de partículas que quedan dentro del soporte (**número de “vecinos”**). Sin embargo, este tipo de *ker-*

nels generan inevitablemente mayor ruido en la estimación de las cantidades suavizadas, debido a su sensibilidad a pequeños cambios en la distribución local (Price, 2012). Un ejemplo de *kernel* de soporte compacto en tres dimensiones (3D) utilizado con frecuencia es el **spline cúbico**:

$$W_{3D}(q) = \frac{8}{\pi} \begin{cases} 1 - 6q^2 + 6q^3 & \text{si } 0 \leq q \leq \frac{1}{2} \\ 2(1 - q)^3 & \text{si } \frac{1}{2} \leq q \leq 1 \\ 0 & \text{si } q \geq 1, \end{cases} \quad (97)$$

donde $q = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|/(2h)$, y el valor recomendado de N_{vec} mínimo es $N_{\text{vec}, \text{min}} \approx 32$. El valor de h puede ajustarse en el espacio y el tiempo, de tal forma que el *kernel* siempre posea N_{vec} dentro. (ver Figura 28). Suponiendo que todas las partículas poseen la misma masa (m), se define la mínima masa resoluble en *SPH* como (Bodenheimer, 2007):

$$M_{\text{res}} \approx (1.5 - 2)mN_{\text{vec}}. \quad (98)$$

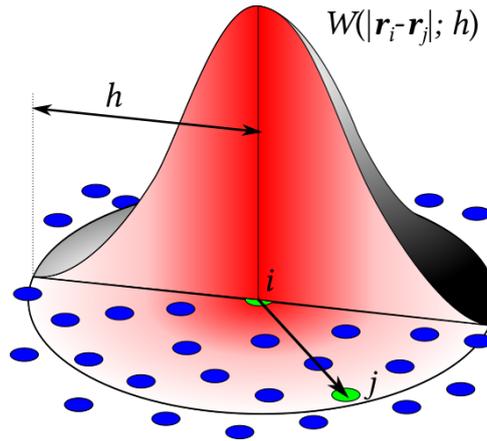


Figura 28: Esquema del *kernel* W , de radio h , de una partícula de *SPH*. La partícula j se encuentra dentro del *kernel* de la partícula i , y por lo tanto contribuye al cálculo de sus propiedades. Adaptación de [Wikipedia](#).

3.2.1 Viscosidad artificial

Una de las características más distintivas de los fluidos que poseen número de Mach $\mathcal{M} > 1$ (ver ecuación (17)), es su posible compresión (o expansión) al punto de generar **ondas de choque**, las cuales son superficies de aproximada **discontinuidad** de varios atributos, incluyendo densidad y presión.

Físicamente la superficie de un choque no es una discontinuidad perfecta, sino que está distribuida a lo largo de unas pocas veces el camino libre medio. Al modelar numéricamente un choque como una discontinuidad, es posible que se obtengan resultados no físicos, como por ejemplo la incorrecta creación o destrucción de ondas. Al utilizar los métodos

numéricos de partículas en simulaciones que puedan desarrollar choques, es conveniente implementar **viscosidad artificial**, con el objetivo de hacer al fluido más difusivo donde sea necesario (Monaghan & Gingold, 1983). Esta viscosidad artificial debe:

- Ser operacional solo en regiones cercanas a frentes de choque.
- No provocar ensanchamiento excesivo del frente de choque.
- Preservar las condiciones de conservación de flujos (de masa, momento y energía) a través del choque.

El método más común de implementación de viscosidad artificial, se basa en la inclusión de un término de **presión artificial** Q en las ecuaciones de momento y energía total, cuyo gradiente es la viscosidad (Bodenheimer, 2007). De esta manera se introduce un término difusivo en la ecuación de momento, convirtiendo la energía cinética en calor, similar a como sucede en un frente de choque físico. Existen varios modelos de presión artificial (Monaghan, 1988; Hernquist & Katz, 1989; Monaghan, 1992), y la **viscosidad artificial** resultante suele ser más sencilla de calcular en comparación a la viscosidad real (ver ecuación (80)).

3.2.2 Encuentros cercanos

Los encuentros cercanos entre partículas, pueden generar problemas numéricos importantes, ya que distintas cantidades calculadas podrían obtener valores arbitrariamente grandes; por ejemplo, la fuerza gravitatoria entre dos partículas i y j :

$$\mathbf{F}_{ij} = -\frac{Gm_i m_j}{|\Delta \mathbf{r}_{ij}|^3} (\Delta \mathbf{r}_{ij}). \quad (99)$$

Un método para evitar que estas cantidades provoquen dificultades durante la simulación (por ejemplo ralentizándola), es incorporar un término de **ablandamiento** ϵ para establecerles un límite. Existen varios modelos de ablandamiento (Binney & Tremaine, 2008), siendo el de Plummer (1911) uno de lo más utilizados en simulaciones numéricas. Aplicando este modelo a la fuerza gravitatoria, la ecuación (99) se reescribe como:

$$\mathbf{F}_{ij} = -\frac{Gm_i m_j}{(\epsilon^2 + |\Delta \mathbf{r}_{ij}|^2)^{3/2}} (\Delta \mathbf{r}_{ij}), \quad (100)$$

y de esta manera, la magnitud de la aceleración gravitatoria entre ambas partículas satura en un valor máximo dado por:

$$|\mathbf{a}_j| = \frac{2Gm_i}{3^{3/2}\epsilon^2}, \quad (101)$$

cuando $|\Delta \mathbf{r}_{ij}| < (1/\epsilon\sqrt{2})$.

El parámetro de ablandamiento ϵ puede ser constante para todas las partículas, o puede variar durante la simulación, tanto entre partículas como en el tiempo. En varias

simulaciones numéricas (Bate, 1998; Bate et al., 2003; Price & Bate, 2008; Grudić et al., 2018), se suele establecer el valor de ese parámetro aproximadamente igual al valor de la longitud de suavizado de cada partícula: $\epsilon_j \approx h_j$. De esta manera, las ecuaciones hidrodinámicas y las gravitatorias son resueltas utilizando la misma distribución de masa suavizada/ablandada.

3.2.3 Esquema *Leap-Frog (DKD)*

Para resolver numéricamente las ecuaciones diferenciales que describen la evolución de un sistema, es necesario aplicar algún método de integración numérica. Un sistema de ecuaciones diferencial de tipo:

$$\begin{aligned} \dot{u} &= \frac{du}{dt} = A(x) \\ \dot{x} &= \frac{dx}{dt} = u, \end{aligned} \tag{102}$$

debe ser discretizado en intervalos temporales Δt para poder ser resuelto numéricamente. Existen varios métodos de integración numérica (por ejemplo *Runge-Kutta*, *Euler* o *Hermite*), siendo el *leap-frog* uno de lo más utilizados en código de simulaciones numéricas incluyendo partículas (Springel, 2005; Hubber et al., 2013a; Hopkins, 2015; Weinberger et al., 2020). Al aplicar este método (de segundo orden) en su esquema *DKD (Drift-Kick-Drift)*, se genera un desfase (*offset*) entre la posición y la velocidad, de medio paso de tiempo:

$$\begin{aligned} a_i &= A(x_i) \\ x_{i+1/2} &= x_i + u_i \Delta t / 2 \\ u_{i+1} &= u_i + a_{i+1/2} \Delta t \\ x_{i+1} &= x_{i+1/2} + u_{i+1} \Delta t / 2, \end{aligned} \tag{103}$$

donde x_i , u_i y a_i son la posición, velocidad y aceleración respectivamente en el paso i , y Δt es el paso de tiempo entre i e $i + 1$.

La principal ventaja del esquema *leap-frog* es que solo requiere el cálculo de una aceleración por paso de tiempo, a diferencia de, por ejemplo, los esquemas *Runge-Kutta* de orden k . Además, este esquema es *simpléctico* (conservan el espacio de fases), y por lo tanto es más estable para la integración de órbitas.

Este método también otorga la posibilidad de utilizar pasos de tiempo diferentes entre partículas (en vez de uno global), lo cual suele aplicarse para reducir el tiempo de ejecución de una simulación. En una simulación típica de formación estelar, solo una pequeña fracción de las partículas pueden llegar a requerir pasos de tiempo pequeños, por ejemplo, las que se encuentran cerca de un choque o en regiones de alta densidad. Varios códigos de simulaciones numéricas que utilizan el esquema *leap-frog*, permiten a cada partícula poseer su propio paso de tiempo, restringido a ser una sub-división en potencia de 2 del máximo paso de tiempo simulado ($\Delta t_{\max} = 2^n \Delta t_{\min}$, donde $n = 0, 1, \dots, n_{\max}$). Con esta

restricción, se asegura que luego de n integraciones, todas las partículas se encuentran sincronizadas temporalmente (Hubber et al., 2011).

3.3 Partículas sumidero

Para lograr realizar integraciones numéricas de larga duración, que simulen la fragmentación de nubes moleculares en colapso, Bate et al. (1995) introdujeron **partículas sumidero** (*sink particles*) dentro de un código *SPH*. Dado que la evolución interna de las protoestrellas no suele ser de interés en este tipo de simulaciones, porque el objetivo principal es estudiar la fragmentación de la nube, se insertaron las partículas *sink* para representar al segundo colapso, a escalas que no podían ser alcanzadas en simulaciones numéricas. Estas partículas son distintas a las partículas comunes de *SPH* (de gas), ya que son consideradas como masas puntuales no colisionales, capaces de acretar, permitiendo el estudio de su evolución a lo largo de la principal fase de acreción.

En su formato original, las partículas *sink* poseen solamente masa M_s (mayor que una partícula de gas común), posición \mathbf{r}_s , velocidad \mathbf{v}_s , y momento angular \mathbf{L}_s (*spin*), y su implementación numérica consta de un algoritmo de tres secciones principales: Acreción, Creación y Condiciones de contorno. Además, estas partículas interactúan con las partículas de gas, solo por medio de la gravedad y efectos de contorno. Sin embargo, las implementaciones y técnicas numéricas para el uso de partículas *sink* han sido ampliadas y modernizadas (Hubber et al., 2013b; Teyssier & Commerçon, 2019; Grudić et al., 2020), aumentando considerablemente sus posibilidades de aplicación (por ejemplo, la inclusión de *jets*, su evolución a supernovas, o la optimización de condiciones contorno).

3.3.1 Acreción

El criterio general, necesario pero no suficiente, para que una partícula de gas (j) pueda ser acretada, es que se encuentre a una distancia menor al radio de acreción (r_{acc}) de la partícula *sink* (s):

$$|\Delta \mathbf{r}_{js}| < r_{acc}. \quad (104)$$

El valor de r_{acc} puede ser preestablecido, o calculado (y modificado) durante la simulación, utilizando algún modelo de acreción. Además, r_{acc} puede variar según la partícula *sink*, o ser el mismo para todas ellas. Las partículas de gas que cumplan el criterio anterior, son sometidas a una serie de pruebas (condiciones) para confirmar o rechazar su acreción. En la implementación original de Bate et al. (1995), estas condiciones son:

- La partícula de gas j debe estar ligada gravitacionalmente a la partícula *sink* s :

$$|E_{grav, js}| > E_{tur, js}. \quad (105)$$

Si esto se cumple para más de una partícula *sink* s , j será acretada por la que posee menor distancia al centro de masa entre j y cada s .

- El momento angular de j relativo al centro de masa de s debe ser menor al valor obtenido para una órbita circular de radio r_{acc} alrededor de ese punto:

$$|\Delta \mathbf{r}_{js} \times \Delta \mathbf{v}_{js}| < (GM_s r_{acc})^{1/2}. \quad (106)$$

- Si j se encuentra a una distancia menor a un segundo radio de acreción ($r_{acc,2} < r_{acc}$) de la partícula s , esta será acretada instantáneamente, sin importar las pruebas anteriores:

$$|\Delta \mathbf{r}_{js}| < r_{acc,2} = \psi r_{acc} \quad \text{con } \psi \sim [0.01 - 0.1]. \quad (107)$$

Todas las partículas de gas j que cumplan los criterios que se hayan establecido (definidos para una partícula *sink*) serán acretadas (y eliminadas de la simulación), e instantáneamente se actualizan los atributos de $s \rightarrow s'$:

$$\begin{aligned} M'_s &= M_s + \sum_j \{m_j\} \\ \mathbf{r}'_s &= M_s'^{-1} \left(M_s \mathbf{r}_s + \sum_j \{m_j \mathbf{r}_j\} \right) \\ \mathbf{v}'_s &= M_s'^{-1} \left(M_s \mathbf{v}_s + \sum_j \{m_j \mathbf{v}_j\} \right) \\ \mathbf{L}'_s &= \mathbf{L}_s + M_s \Delta \mathbf{r}_{ss'} \times \mathbf{v}_{ss'} + \sum_j \{m_j \Delta \mathbf{r}_{js'} \times \Delta \mathbf{v}_{js'}\}, \end{aligned} \quad (108)$$

donde las variables primadas representan las nuevas propiedades de la partícula *sink*. En algunos modelos numéricos, la acreción de partículas (y modificación de atributos de s) no es instantánea, sino que se realiza de forma gradual.

3.3.2 Creación

Las partículas *sink* pueden ser incluidas en una simulación desde el principio, o creadas dinámicamente durante el cálculo del colapso de la nube. El procedimiento para su creación dinámica, consta de una serie de condiciones que debe satisfacer una partícula de gas, para luego convertirla en una partícula *sink*.

El criterio general, usualmente necesario pero no suficiente, para que una partícula de gas (j) sea convertida en una partícula *sink*, es que su densidad sea mayor a una densidad crítica:

$$\rho_j > \rho_{crit}. \quad (109)$$

El valor de ρ_{crit} debe ser preestablecido, y depende del objetivo de la simulación realizada. Al igual que en el procedimiento de acreción, las partículas de gas que cumplan

el criterio anterior son sometidas a una serie de pruebas para confirmar o rechazar su transformación. En la implementación original de [Bate et al. \(1995\)](#), estas condiciones son:

- La longitud de suavizado h de la partícula j debe ser menor a la mitad del radio de acreción r_{acc} de la partícula *sink* (s) que la reemplazaría:

$$h_j < \frac{r_{acc}}{2}. \quad (110)$$

Esto se calcula para asegurar que, inmediatamente luego de formarse s , varias partículas de gas ($\sim N_{vec}$) circundantes a ella estarán suficientemente cerca para cumplir los criterios de acreción.

- La magnitud de la energía gravitatoria ($|E_{grav}|$) del conjunto de partículas de gas (N) dentro del *kernel* de j (incluyéndola), debe ser mayor o igual al doble de su energía térmica (E_{th}):

$$\alpha_{th} \leq \frac{1}{2}. \quad (111)$$

- La suma de E_{th} más la energía rotacional (E_{rot}) de N , no debe ser mayor a $|E_{grav}|$:

$$\alpha_{th} + \beta_{rot} \leq 1. \quad (112)$$

- La energía total de N debe ser negativa:

$$E_{tot} < 0. \quad (113)$$

- La divergencia de las aceleraciones de N debe ser negativa:

$$\nabla \cdot \mathbf{a} < 0. \quad (114)$$

Esto se calcula para determinar si las partículas N poseen una aceleración neta al “exterior” (alejando unas de otras), y por lo tanto podrían estar en proceso de ser separadas por efectos tidales.

Otras condiciones para la creación de una partícula *sink* a partir de una partícula de gas (j), incorporadas en modelos más actualizados ([Hubber et al., 2013b](#); [Teyssier & Commerçon, 2019](#); [Grudić et al., 2020](#)) respecto a la implementación original de [Bate et al. \(1995\)](#) son:

- El conjunto de partículas de gas (N) dentro del *kernel* de j (incluyéndola), debe estar en equilibrio virial, considerando las energías cinética (E_{kin}), térmica (E_{th}), magnética (E_{mag}) y gravitatoria (E_{grav}):

$$\frac{E_{kin} + E_{th} + E_{mag}}{|E_{grav}|} \leq \frac{1}{2}. \quad (115)$$

- La divergencia de las velocidades de N debe ser negativa:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} < 0. \quad (116)$$

Esto se calcula para asegurar que las partículas de gas generan un flujo convergente.

- La magnitud de la energía potencial (E_{pot}) y la densidad de j deben ser las máximas en comparación con N :

$$\begin{aligned} |E_{pot,j}| &= \text{máx}\{|E_{pot,i}|\} \\ \rho_j &= \text{máx}\{\rho_i\}. \end{aligned} \quad (i = 1, \dots, N) \quad (117)$$

- No debe existir ninguna partícula *sink* a una distancia menor a tres veces la longitud de suavizado (h) de la partícula j . Además, j no debe estar dentro del *kernel* de ninguna partícula *sink*.

$$\begin{aligned} \text{mín}\{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_s|\} &> 3h_j \\ |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_s| &> h_s, \end{aligned} \quad (118)$$

donde el cálculo se realiza para toda partícula *sink* s existente.

- Las partículas de gas N generan un flujo monótonamente convergente (a lo largo de todos los ejes):

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} < 0 \quad (i = 1, 2, 3). \quad (119)$$

- Las partículas de gas N generan un flujo de aceleración monótonamente convergente (a lo largo de todos los ejes):

$$\frac{\partial a_i}{\partial x_i} < 0 \quad (i = 1, 2, 3). \quad (120)$$

Todas las partículas de gas (j) que cumplan los criterios que se hayan establecido serán convertidas en partículas *sink* (s), e instantáneamente se actualizan los atributos de $j \rightarrow s$:

$$\begin{aligned} M_s &= m_j \\ \mathbf{r}_s &= \mathbf{r}_j \\ \mathbf{v}_s &= \mathbf{v}_j \\ \mathbf{L}_s &= 0. \end{aligned} \quad (121)$$

Estos valores son inmediatamente actualizados según las ecuaciones (108), debido a la requerida acreción de partículas de gas circundantes. En la mayoría de los códigos numéricos, es posible incluir una **masa semilla de partícula *sink***, la cual representa la masa inicial que debería poseer una protoestrella (o el elemento que se esté representando), bajo las condiciones simuladas.

3.4 Generador de condiciones iniciales

Para la generación de condiciones iniciales se utilizó el código `TURBULENT-CLOUD`, escrito en `Python` y alojado en <https://github.com/Gianuzzi/turbulent-cloud>. El código fue escrito originalmente por Felipe G. Goicovic², y luego ampliado para este trabajo. La función principal del código, es generar una distribución esférica de partículas con ciertas propiedades definidas por el usuario. Las variables de entrada del código, son:

- Cantidad de partículas (Obligatorio). $[N]$
- Nombre de archivo de salida.
- Formato de salida. (ASCII ; Binario GADGET 1 o 2 ; HDF5)³.
- Masa de la esfera. $[M]$
- Índice de potencia del espectro en velocidades. $[\kappa]$
- Cantidad de celdas (por lado) de la grilla a utilizar para la interpolación de velocidades. $[N_{grid}]$
- Radio de la esfera. $[R]$
- Cociente de energía turbulenta a gravitatoria. $[\alpha]$
- Cociente de energía rotacional a gravitatoria. $[\beta]$
- Índice de potencia del perfil de densidad radial. $[\gamma]$
- Unidades utilizadas de entrada y salida. (CGS ; Parsec- M_{\odot} -km/s).

Las implementaciones de α , β y γ fueron establecidas y añadidas al código original, durante el desarrollo del presente trabajo. A continuación se resumen los pasos del procedimiento del código, en base a su estructura:

Crear distribución de partículas esférica y homogénea:

Se genera primero una distribución cúbica y homogénea, de lado $L = 2R$, con N_{cube} partículas equiespaciadas:

$$N_{cube} = N \frac{(2R)^3}{4\pi R^3/3} = N \frac{6}{\pi}. \quad (122)$$

Luego se retiran todas las partícula que poseen distancia al centro $r > R$ (ver Figura 29).

De esta forma, se obtiene una distribución esférica homogénea de $N' \approx N$ partículas, y cada partícula posee masa $m = M/N'$.

Configurar perfil de densidad ($\rho(r) \propto r^{\gamma}$):

²<https://github.com/fgoicovic>

³<https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/gadget/users-guide.pdf>

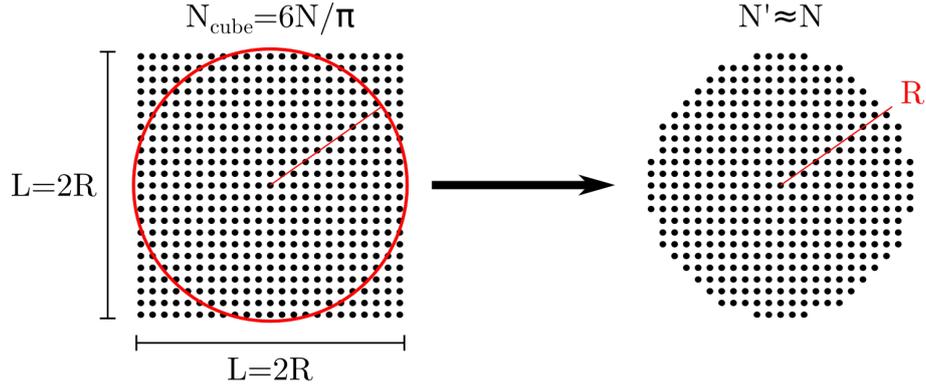


Figura 29: Esquema (en vista superior 2D) del proceso de formación de esfera uniforme de partículas, a partir un corte aplicado a un cubo uniforme.

El código presenta dos métodos implementados disponibles (ver Figura 30), y en ambos se debe cumplir que $\gamma > -3$. La selección del método debe realizarse de forma manual en el código, ya que no es un atributo de entrada. Estos métodos son:

1. Redistribución de posiciones radiales de partículas: $r_0 \rightarrow r_\gamma$
2. Redistribución de masas de partículas (defecto): $m \rightarrow m_\gamma(r)$.

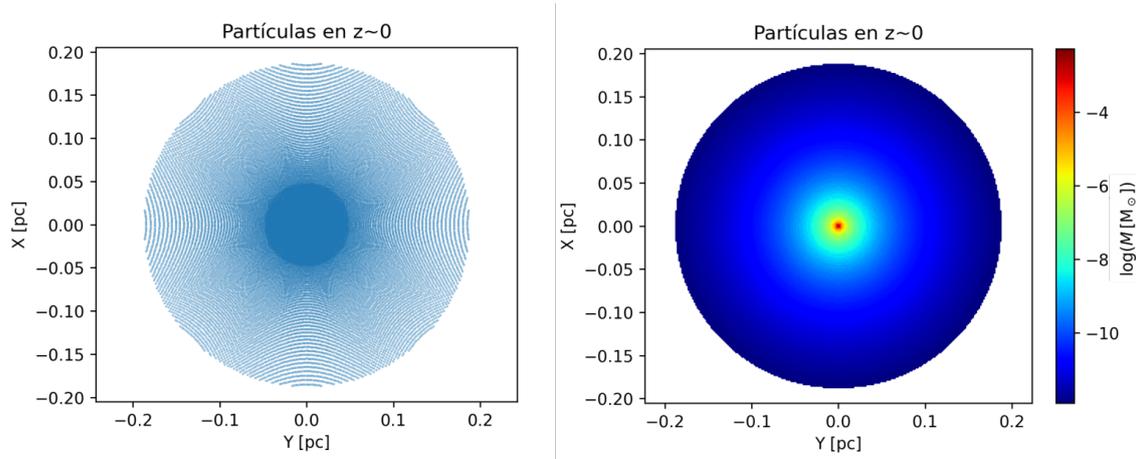


Figura 30: Gráficos de comparación de esferas generadas con TURBULENT-CLOUD, con perfil de densidad $\rho(r) \propto r^{-2}$, aplicando los dos métodos disponibles en el código. Se grafican las posiciones (X, Y) de las partículas cercanas al plano $Z=0$. *Panel izquierdo*: Se utiliza el método de redistribución de posiciones. *Panel derecho*: Se utiliza el método de redistribución de masas.

Configurar perfil de velocidades ($P_v(k) \propto k^\kappa$):

Para este proceso se utiliza un método presentado por [Dubinski et al. \(1995\)](#). Ya que el campo de velocidades inicial a crear es incompresible ($\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$), existe un vector potencial \mathbf{A} tal que ($\mathbf{v} = \nabla \times \mathbf{A}$). Asimismo, este campo potencial cumple que:

$$\langle |\mathbf{A}_k|^2 \rangle = k^{-2} \langle |\mathbf{v}_k|^2 \rangle \equiv k^{-2} P_v(k), \quad (123)$$

en el espacio de Fourier (ver ecuación (21)).

Para asegurar la convergencia del método y representar la escala externa de la turbulencia, se introduce un número de onda de corte (mínimo) $k_{\min} = \pi/R$ de forma que:

$$\langle |\mathbf{A}_{\mathbf{k}}|^2 \rangle = C(k^2 + k_{\min}^2)^{\frac{\kappa-2}{2}}, \quad (124)$$

donde C es una constante de proporcionalidad.

Se muestrean aleatoriamente componentes de $\mathbf{A}_{\mathbf{k}}$, dentro de una grilla cúbica de N_{grid}^3 celdas equiespaciadas, con número de onda máximo $k_{\max} = 2\pi/dx_{\min}$ donde dx_{\min} es la separación inicial mínima entre partículas. Las componentes real e imaginaria de $\mathbf{A}_{\mathbf{k}}$ en la coordenada (k_x, k_y, k_z) , se obtienen a partir del muestreo de una amplitud en una distribución de Rayleigh, con dispersión igual según la ecuación (124); mientras que el ángulo de fase se obtiene a partir del muestreo de una distribución uniforme en $[0, 2\pi]$. En el código se configura una semilla de aleatoriedad fija, para permitir la reproducibilidad de las realizaciones.

Para obtener el campo de velocidades en el espacio real (\mathbf{v} , dentro de la grilla), primero se aplica el rotor de $\mathbf{A}_{\mathbf{k}}$ en el espacio de Fourier

$$\mathbf{v}_{\mathbf{k}} = i\mathbf{k} \times \mathbf{A}_{\mathbf{k}}, \quad (125)$$

y luego se aplica la anti-transformada de Fourier a $\mathbf{v}_{\mathbf{k}}$. Por medio de interpolación lineal espacial (de grilla a partículas), se añaden las velocidades a las partículas (ver Figura 31). Por último, se normalizan (escalan) las velocidades para que se cumpla la relación de α impuesta.

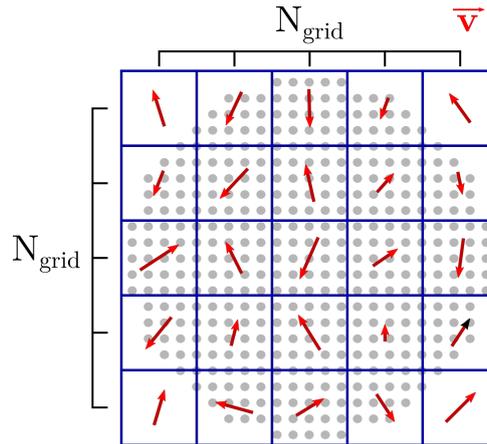


Figura 31: Esquema (en vista superior 2D) del proceso de interpolación lineal de grilla de velocidades a partículas. Las partículas adquieren la velocidad correspondiente a su ubicación espacial, interpolando a partir del valor de las celdas de la grilla.

En la Figura 32, se muestra un ejemplo de comparación entre el espectro de potencias de la grilla de velocidades, y el espectro de potencias de la esfera de partículas con las

velocidades interpoladas. Al introducir la esfera de partículas nuevamente en una grilla cúbica, no se posee información en velocidades para las celdas sin partículas (las cercanas a las aristas). Esto provoca cierta dispersión al calcular su espectro de potencias, principalmente en números de onda de bajo valor (correspondientes a largas escalas). Asimismo, la grilla utilizada para generar el campo de velocidades puede ser diferente (en tamaño) a la utilizada para el cálculo del espectro de la esfera. Esta diferencia se ve reflejada en el valor máximo de número de onda utilizado para cada cálculo, y en un cambio en el valor de la constante de proporcionalidad C (ver ecuación (124)).

Configurar rotación:

Primero se calcula cuál sería la magnitud de velocidad angular deseada ($|\Omega_d|$), a partir del valor de $\beta = E_{rot}/E_{grav}$ otorgado:

$$|\Omega_d| = \sqrt{\frac{2\beta E_{grav}}{I_z}}, \quad (126)$$

donde I_z es el momento de inercia a lo largo del eje z :

$$I_z = \sum_n^{N'} m_n (r_{n,x}^2 + r_{n,y}^2). \quad (127)$$

A partir del centro de masa, se calcula la velocidad angular de cada partícula (Ω_n) y la del sistema completo (Ω):

$$\begin{aligned} \Omega_n &= \mathbf{r}_n \times \mathbf{v}_n, \\ \Omega &= (\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z) \quad \text{con} \quad \Omega_i = \frac{1}{N'} \sum_{n=1}^{N'} \frac{\Omega_{n,i}}{(x_{n,j}^2 + x_{n,k}^2)^2}. \end{aligned} \quad (128)$$

Luego se sustrae la velocidad angular existente, y se añade la deseada en la componente z :

$$\mathbf{v} = \mathbf{v} + ((-\Omega_x, -\Omega_y, \Omega_d - \Omega_z) \times \mathbf{r}) \quad (129)$$

Por último, se re-escalan las velocidades para continuar preservando la relación de α . En la Figura 32, Panel inferior derecho, se muestra un ejemplo de comparación entre el espectro de potencias de velocidades de la esfera de partículas antes y después de configurar una nueva rotación.

Es importante mencionar que en caso de configurarse rotación adicional, el campo de velocidades inicial cumplirá que $\nabla \times \mathbf{v} \neq 0$, y por lo tanto se crearán nuevos modos solenoidales al espectro de potencias inicial (ver Sección 2.2.3).

Escribir archivo de salida:

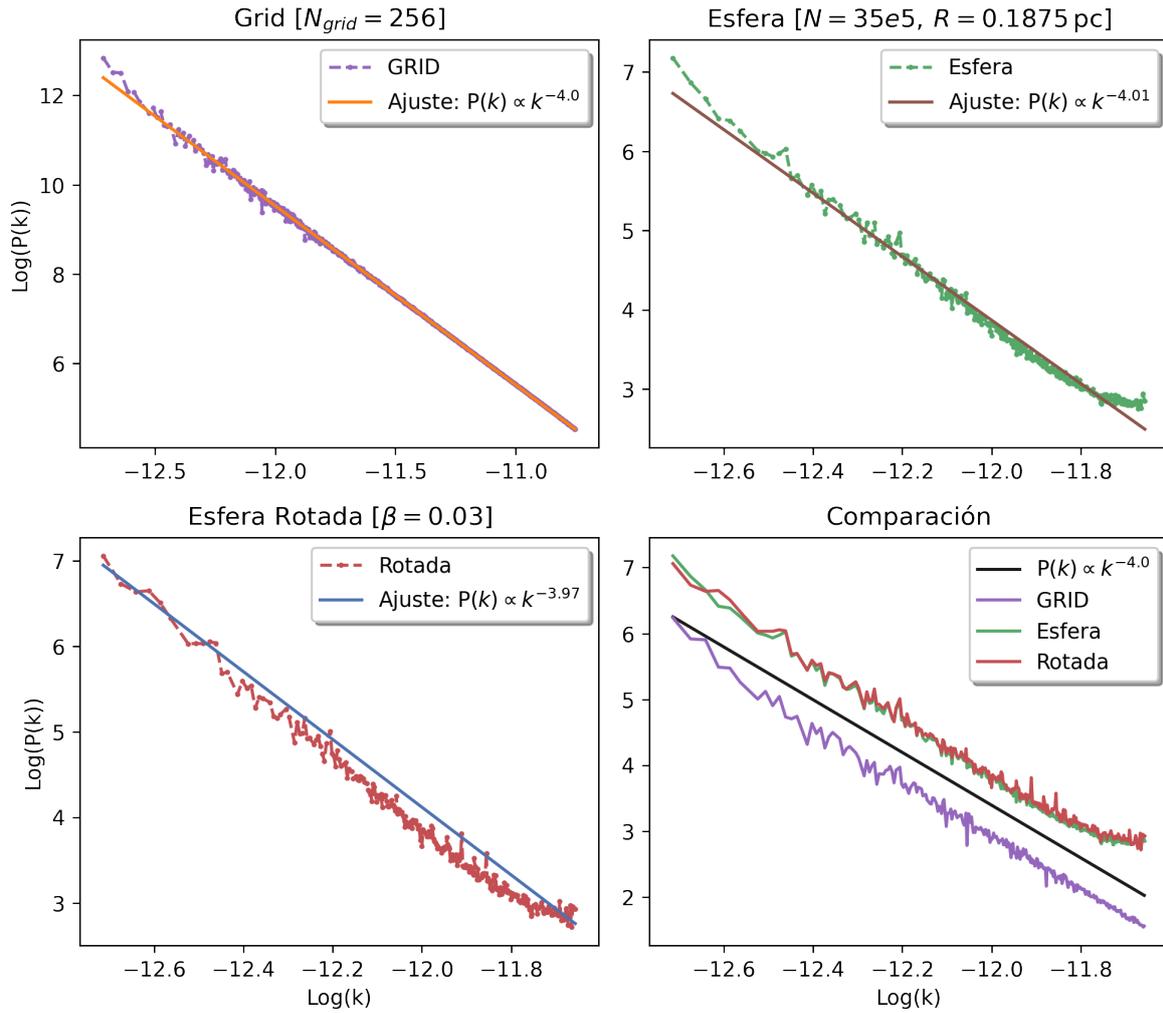


Figura 32: Gráficos de espectro de potencias de velocidades (y sus respectivos ajustes lineales) de distintos objetos, durante la ejecución de `TURBULENT-CLOUD`. Este ejemplo corresponde a la creación de una nube con $P_v(k) \propto k^{-4}$, $N_{grid} = 256$ y $\beta = 0.03$. *Panel superior izquierdo*: Espectro de potencias de grilla de velocidades. *Panel superior derecho*: Espectro de potencias de velocidades de partículas, luego de la interpolación. *Panel inferior izquierdo*: Espectro de potencias de velocidades de partículas, luego de configurar la rotación. *Panel inferior derecho*: Comparación de espectros de potencia y recta de pendiente $P_v(k) \propto k^{-4}$. Se ha truncado y desplazado (en el eje Y) al gráfico del espectro de la grilla, ya que esta posee mayor tamaño que la utilizada para los cálculos de espectros de la esfera.

Se escribe el archivo de salida con las unidades según establezca el usuario. Los atributos escritos de cada partícula son:

- $\{i_n\}_{n=1}^{N'}$ (Índice)
- m_n (Masa)
- $\mathbf{r}_n = (r_{n,x}, r_{n,y}, r_{n,z})$ (Posición)
- $\mathbf{v}_n = (v_{n,x}, v_{n,y}, v_{n,z})$ (Velocidad)
- $u_n = 0$ (Energía interna, no configurada en este código)

3.5 Simulaciones

Las simulaciones realizadas en la elaboración de este trabajo, fueron llevadas a cabo con la versión pública del código **GIZMO**⁴ (Hopkins, 2015). Este es un código de simulación multi-física flexible y masivamente paralelo, que posee una variedad de métodos diferentes para resolver las ecuaciones de dinámica de fluidos, permitiendo la elección del método al usuario dependiendo de su objetivo⁵. Utiliza el método de integración numérica *Leap-Frog* en su forma *DKD* (ver Sección 3.2.3), y posee las implementaciones de partículas *sink* y ecuación politrópica de estado.

Utilizando recursos computacionales del Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE)⁶ y del Centro de Cómputo de Alto Desempeño (CCAD)⁷ de la UNC, se evolucionaron nueve (9) nubes moleculares generadas con **TURBULENT-CLOUD**.

Características globales

Las simulaciones numéricas fueron realizadas utilizando el método lagrangiano 3D *SPH*, configurando el número de vecinos (por partícula) en $N_{\text{vec}} = 50$ (ver Sección 3.2). Las longitudes de suavizado son variables en tiempo y espacio, sujetas a la condición que el número de vecinas para cada partícula sea aproximadamente constante. Las fuerzas gravitacionales entre partículas de gas son suavizadas con un parámetro de ablandamiento (ver Sección 3.2.2) de igual magnitud a la longitud de suavizado h de cada partícula, con un valor mínimo de $\varepsilon_{\text{min}} = 2 \times 10^{-4}$ UA. Se utiliza la versión estándar de la viscosidad artificial (ver Sección 3.2.1), con parámetros de fuerza: $\alpha_{\text{visc}} = 1$ y $\beta_{\text{visc}} = 2$ (Monaghan & Gingold, 1983; Monaghan, 1992).

Ecuación de estado (*EOS*)

Los dos modelos de ecuación de estado politrópica disponibles a utilizar con **GIZMO**, además del modelo isotérmico, son el de Bate et al. (2003, de aquí en adelante **B03**) y el de Federrath et al. (2014, de aquí en adelante **F14**). Ambos reproducen (en cierto modo) el modelo de (Masunaga & Inutsuka, 2000, ver Figura 21), y presentan a la ecuación (55) por partes. El valor de γ en modelo de **B03** se divide en

$$\gamma = \begin{cases} 1 & \text{si } \rho \leq 10^{-13} \text{ g cm}^{-3} \\ 1.4 & \text{si } \rho > 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}, \end{cases} \quad (130)$$

⁴<https://bitbucket.org/phopkins/gizmo-public/src/master/>

⁵<http://www.tapir.caltech.edu/~phopkins/Site/GIZMO.html>

⁶https://wiki.oac.uncor.edu/doku.php?id=wiki:infraestructura_computo

⁷<https://ccad.unc.edu.ar/equipamiento/cluster-mulaton/>

mientras que en el de F14 se divide en:

$$\gamma = \begin{cases} 1 & \text{si } \rho \leq \rho_1 \equiv 2.50 \times 10^{-16} \text{ g cm}^{-3} \\ 1.1 & \text{si } \rho_1 \leq \rho \leq \rho_2 \equiv 3.84 \times 10^{-13} \text{ g cm}^{-3} \\ 1.4 & \text{si } \rho_2 \leq \rho \leq \rho_3 \equiv 3.84 \times 10^{-8} \text{ g cm}^{-3} \\ 1.1 & \text{si } \rho_3 \leq \rho \leq \rho_4 \equiv 3.84 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-3} \\ 5/3 & \text{si } \rho > \rho_4 \end{cases} \quad (131)$$

En ambos modelos, el valor de la constante K en la ecuación (55) se define de tal forma que, cuando el gas es isotérmico ($\gamma = 1$) entonces $K = c_s^2 = 0.04 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$, y luego su valor varía para mantener continua a la presión durante los cambios de γ .

Partículas *sink*

Los criterios configurados para la acreción de una partícula de gas (por una *sink*) (ver Sección 3.3.1), son los establecidos por las ecuaciones (104-106), con $r_{acc} = 5 \text{ UA}$. Este valor de radio de acreción es una aproximación del radio del objeto pre-estelar representado (B03), y permite que los discos gaseosos alrededor de estas partículas solo puedan ser resueltos si poseen radio $r > 10 \text{ UA}$.

Los criterios configurados para la formación de una partícula *sink* a partir de una de gas (ver Sección 3.3.2), son los establecidos por las ecuaciones (109), y (114-118), con $\rho_{crit} = 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$. Este valor de densidad crítica permite a una partícula de gas superar el límite de opacidad para la fragmentación (ver ecuación (61)).

Ninguna partícula *sink* genera retroalimentación (*feedback*) a la nube, y también se impide que una partícula *sink* pueda ser acretada a otra (*mergers*). Su parámetro de ablandamiento gravitatorio (ver Sección 3.2.2) es adaptativo (de valor idéntico al tamaño de su *kernel*), con valor mínimo $\varepsilon_{s,min} \simeq 1 \text{ UA}$.

Nubes iniciales

Basado en el trabajo de B03, todas las nubes moleculares utilizadas como condición inicial poseen: cantidad de partículas $N = 3441512$, masa $M_0 = 50 M_\odot$, radio $R_0 = 0.1875 \text{ pc}$, densidad homogénea $\rho_0 \simeq 1811 M_\odot \text{ pc}^{-3}$, temperatura $T_0 = 10 \text{ K}$, energía gravitatoria inicial $E_{grav} \simeq -6.8 \times 10^{37} \text{ J}$, energía térmica inicial $E_{th} \simeq 6.1 \times 10^{36} \text{ J}$, y tiempo de caída libre $T_{ff} \simeq 1.9 \times 10^5 \text{ años}$. Los parámetros variados entre simulaciones son el perfil de velocidades inicial (ver ecuación (21)), la cantidad de energía turbulenta total inicial (α_{turb}), y el modelo de ecuación de estado utilizado (ver ecuación (55)). En la Tabla 4 se resumen los parámetros variados de las nubes moleculares utilizadas como condiciones iniciales, y el modelo de ecuación de estado utilizado para evolucionarlas. En la Figura 33 se puede apreciar el valor de la densidad en función de la temperatura, según el modelo de ecuación de estado utilizado en cada simulación.

Alias	α_{tur}	κ	\mathcal{M}_{RMS}	EOS
k4a1B	1	-4	5.2	B03
k4a1F	1	-4	5.2	F14
k4a05B	0.5	-4	4.4	B03
k4a05F	0.5	-4	4.4	F14
Isot	0.5	-4	4.4	$c_s^2 = 0.04 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$
k2a05B	0.5	-2	4.4	B03
k2a1F	1	-2	5.2	F14
k6a05B	0.5	-6	4.4	B03
k6a1F	1	-6	5.2	F14

Tabla 4: Propiedades de las nubes moleculares utilizadas como condiciones iniciales de las simulaciones, incluyendo el modelo de ecuación de estado utilizado para evolucionarlas.

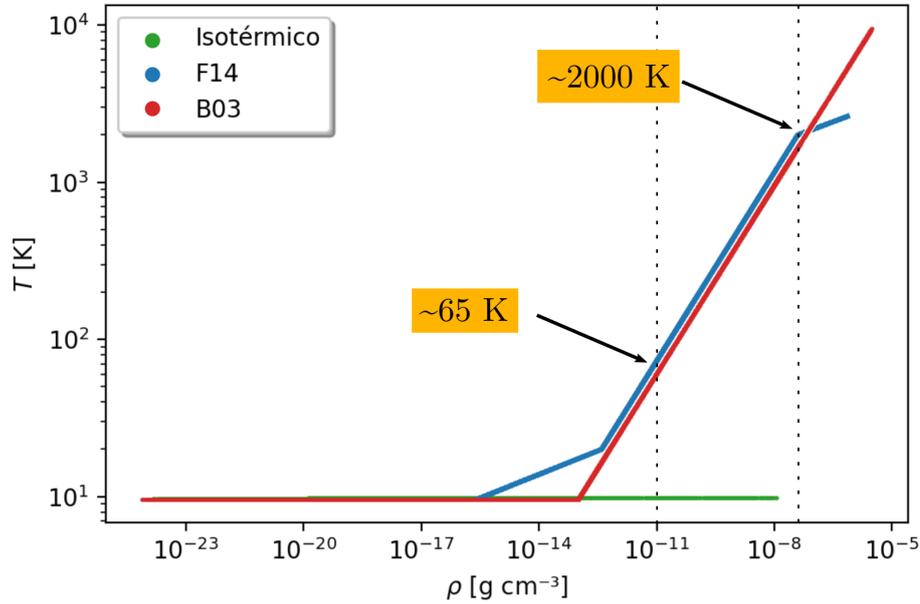


Figura 33: Gráfico de la temperatura en función de la densidad de partículas de gas, de tres simulaciones con diferente modelo de ecuación de estado. Tanto en el modelo de F14 como de B03, las partículas de gas poseen temperatura $T \approx 65 \text{ K}$ cuando su densidad es igual a la mínima para poder formar una *sink*. El modelo de F14 es el único de los tres que representa la disociación de la molécula de H_2 , a temperatura $T \approx 2000 \text{ K}$.

Resolución

Debido a que las nubes iniciales son homogéneas la masa de cada partícula *SPH* de gas es de $M_0/N \simeq 1.45285 \times 10^{-5} M_\odot$, y la mínima masa resoluble (ver ecuación (98)) es de $M_{\text{res}} = (1.09 - 1.45) \times 10^{-3} M_\odot$, considerando $N_{\text{vec}} = 50$. A partir de la ecuación (34), se puede estimar la masa de Jeans mínima en las simulaciones aquí presentadas: $M_{J,\text{min}} \approx 1.1 \times 10^{-3} M_\odot$, la cual ocurre al momento de densidad máxima, durante la fase isotérmica del colapso (ver ecuación (60)). De esta forma, se confirma que las simulaciones poseen resolución en masa adecuada, ya que $M_{\text{res}} \lesssim M_{J,\text{min}}$.

4 Resultados y Análisis

En esta sección, se presentan los resultados obtenidos en las simulaciones realizadas, junto con el análisis aplicado a ellos. Primero, se muestran las propiedades finales de las simulaciones (en cuanto a partículas *sink*) y luego se realizan comparaciones entre los resultados de diferentes simulaciones.

En la Tabla 5 se resumen las principales propiedades finales de los sistemas simulados, y en la Figura 34 se muestra la cantidad total de partículas *sink* formadas (en cada simulación) en función del tiempo. Las simulaciones no poseen el mismo tiempo físico final, ya que cada una de ellas comienza a ralentizarse con la presencia de regiones de sobre-densidad y partículas *sink*, lo que requiere un tiempo de integración más chico. Debido a limitaciones computacionales se ejecutaron las simulaciones durante aproximadamente doce (12) días cada una.

Alias	t_{max} [T_{ff}]	t_* [T_{ff}]	N_*	M_* [M_\odot]
k4a1B	1.288	1.171	143	1.105
k4a1F	1.368	1.174	632	1.738
k4a05B	1.144	1.040	318	1.663
k4a05F	1.129	1.045	597	1.368
Isot	1.260	1.023	2559	3.545
k2a05B	1.014	0.990	697	6.522
k2a1F	1.028	0.991	412	2.999
k6a05B	1.189	1.011	100	0.577
k6a1F	1.409	1.166	198	0.242

Tabla 5: Propiedades de las nubes moleculares evolucionadas. t_* refiere al tiempo en el que ocurre la primer formación de partícula *sink*. El número de partículas *sink* (N_*) y su masa acumulada (M_*), se indican para el tiempo final de cada simulación. Los tiempos se encuentran en unidades del tiempo de caída libre: $T_{ff} = 1.9 \times 10^5$ años.

Para resumir notación, se utilizará el alias kX para denotar todas las simulaciones con espectro de potencias inicial $P(k) \propto k^{-X}$, y aY para denotar todas las simulaciones con valor inicial de $\alpha_{tur} = Y$. A menos se explicita lo contrario, la simulación *Isot* queda incluida en el alias $k4a05$.

En la Figura 34 se puede observar que todas las simulaciones con igual espectro de potencias inicial presentan una evolución similar en cuanto a la cantidad de partículas *sink* formadas en el tiempo, para $t > t_*$. De la tabla 5 también se puede deducir que mientras mayor sea el valor de α_{tur} inicial, mayor será el valor de t_* . Además, al comparar la diferencia entre los valores de t_* para simulaciones de igual κ y diferente α_{tur} , se obtiene que su magnitud es mayor para valores de espectros de potencias mayores. En base al tiempo de formación de la primer partícula *sink* en cada una de las simulaciones, estas se

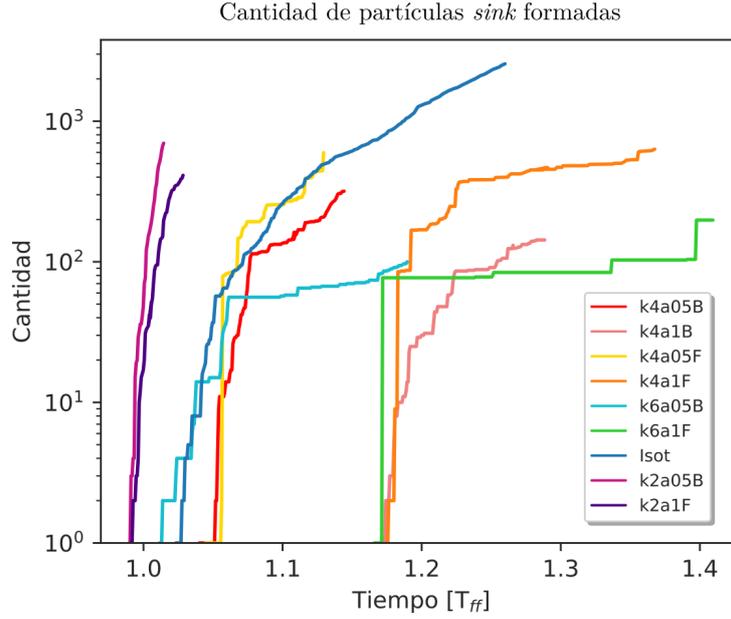


Figura 34: Cantidad de partículas *sink* formadas en función del tiempo, para cada simulación.

pueden clasificar en tres agrupaciones:

$$\begin{aligned}
 \{k2\} &\rightarrow t_{\star} \leq 1 T_{ff} \\
 \{k4a05, k6a05\} &\rightarrow 1 T_{ff} < t_{\star} \leq 1.1 T_{ff} \\
 \{k4a1, k6a1\} &\rightarrow 1.1 T_{ff} \leq t_{\star}.
 \end{aligned} \tag{132}$$

Morfología

Al visualizar capturas de cada simulación para tiempos previos a t_{\star} se puede observar que la evolución morfológica es dependiente del espectro de potencias inicial de cada nube. A continuación se presentan representaciones visuales de las simulaciones para $t = [0, 0.25, 0.75] T_{ff}$. La configuración geométrica inicial de la nube es la misma para todas las simulaciones, y por eso se presenta una sola imagen (ver Figura 35). En las dos figuras comparativas siguientes (ver Figuras 36 y 37) no se incluyen imágenes de distinta ecuación de estado para un mismo par α_{tur}, κ , ya que no presentan diferencias apreciables visualmente. Las imágenes fueron realizadas con la herramienta [SPLASH \(Price, 2007\)](#).

Mientras que las nubes de $k2$ parecen sufrir un colapso homogéneo, por otro lado, las de $k6$ parecen dispersarse en su gran mayoría. Las nubes de $k4$ parecen encontrarse en un punto medio entre estos dos límites, generando estructuras filamentosas al igual que las $k6$. Dado que las regiones más brillantes de las imágenes corresponden a las regiones de mayor densidad, se deduce que, para las $k2$, la formación de partículas *sink* ocurrirá principalmente en la región central de la nube inicial, mientras que para $k4$ y $k6$ esto sucederá dentro de distintos fragmentos densos formados en regiones más externas de la nube. Por otro lado, si bien la morfología global se asemeja, las aglomeraciones formadas en

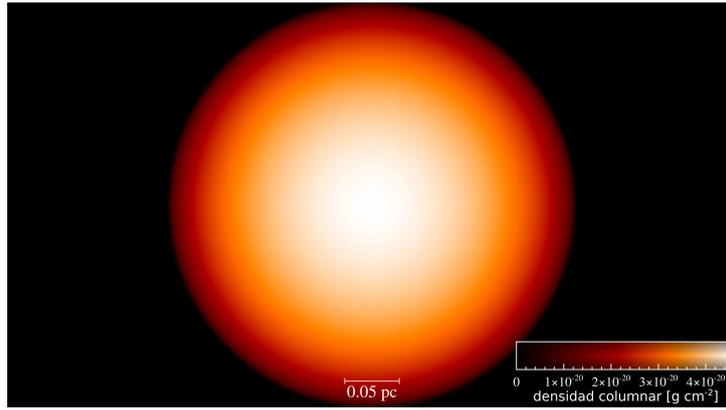


Figura 35: Representación visual de la nube inicial simulada.

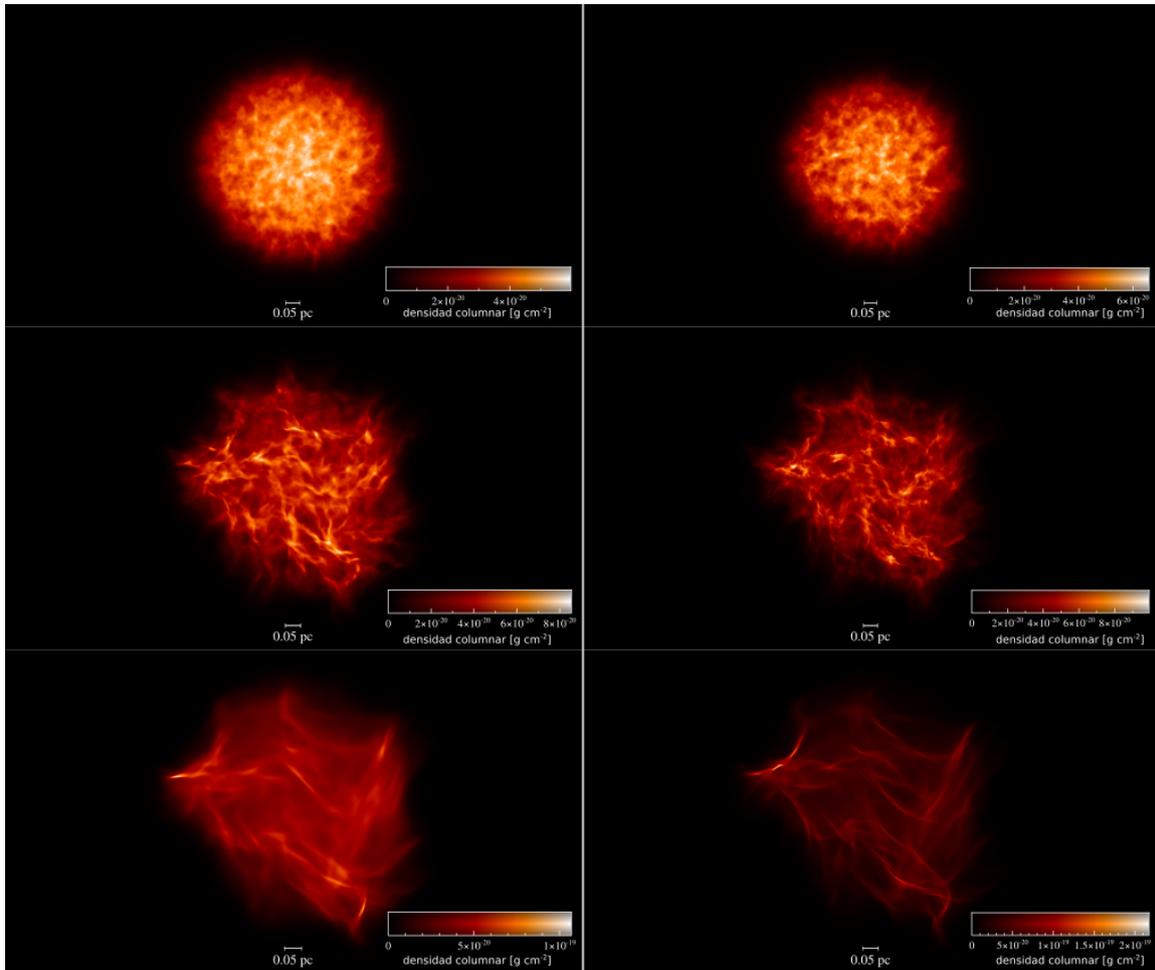


Figura 36: Representación visual de las nubes evolucionadas hasta $t = 0.25 T_{ff}$. El orden de las figuras es el siguiente: de izquierda a derecha, $\alpha_{tur,t_0} = \{0.5, 1\}$; de arriba a abajo, $\kappa_{t_0} = \{-2, -4, -6\}$.

$k4$ y $k6$ poseen diferentes características (en densidad, cantidad y ubicación), dependiendo de su valor inicial de α_{tur} . Estas diferencias son más notables para $k6$ que para $k4$, mientras que para $k2$ no parecen distinguirse.

En la Figura 38 se puede observar que las $k2$ presentan un primer decaimiento en su

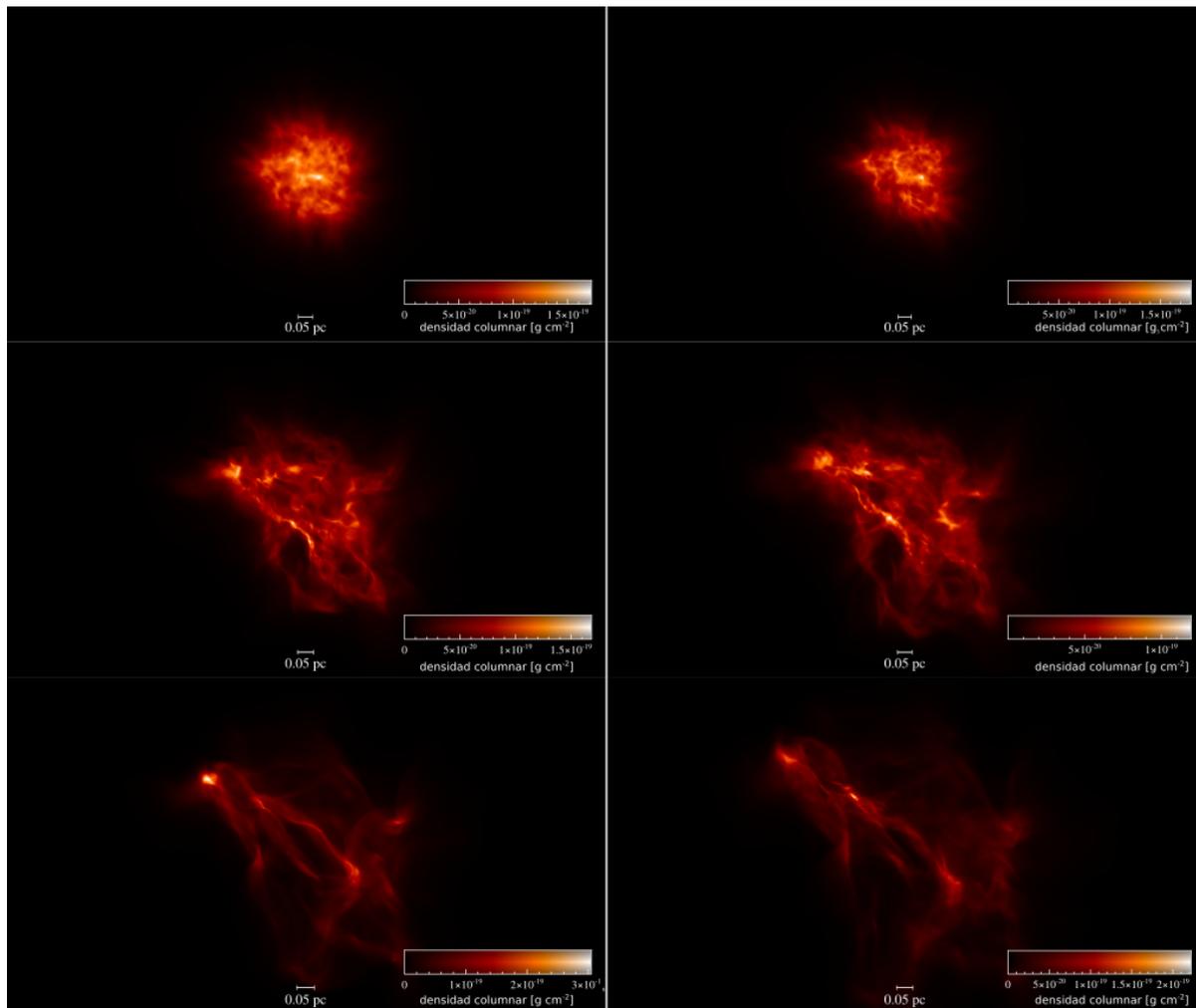


Figura 37: Representación visual de las nubes evolucionadas hasta $t = 0.75 T_{ff}$. El orden de las figuras es idéntico a la Figura 36.

energía cinética, seguido de un abrupto aumento de su magnitud un poco antes de $1 T_{ff}$. Esta variación indica que ambas nubes primero transforman parte de su energía cinética en potencial, y luego, cuando la gran mayoría de las partículas no poseen suficiente energía cinética para escapar del potencial central generado, la nube colapsa en caída libre de forma casi uniforme. Esta dinámica puede deducirse también de la Figura 39, la cual muestra la distribución de velocidades para diferentes tiempos. Allí se puede observar que el pico de la distribución de $k2a1F$ primero se desplaza hacia velocidades cercanas a la del sonido, y luego la distribución completa se ensancha y se desplaza hacia velocidades mayores (por la caída libre). Esta cadena de eventos se debe al espectro de potencias inicial en velocidades de ambas simulaciones, ya que al poseer una pendiente de baja magnitud ($\kappa = -2$) no se genera una transferencia apreciable de energía turbulenta entre las partículas de gas, independientemente de la cantidad de energía cinética inicial (ver Sección 2.2.3).

Acreción/Formación de partículas *sink*

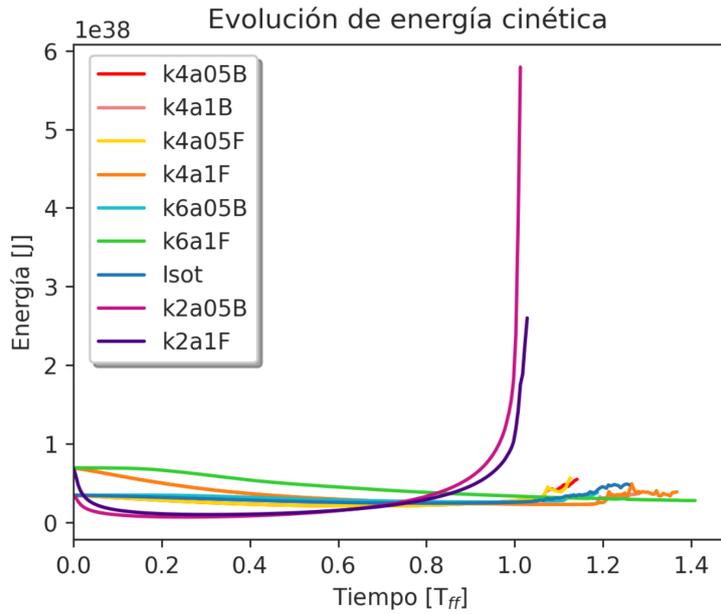


Figura 38: Energía cinética (en Joules) en función del tiempo de cada simulación.

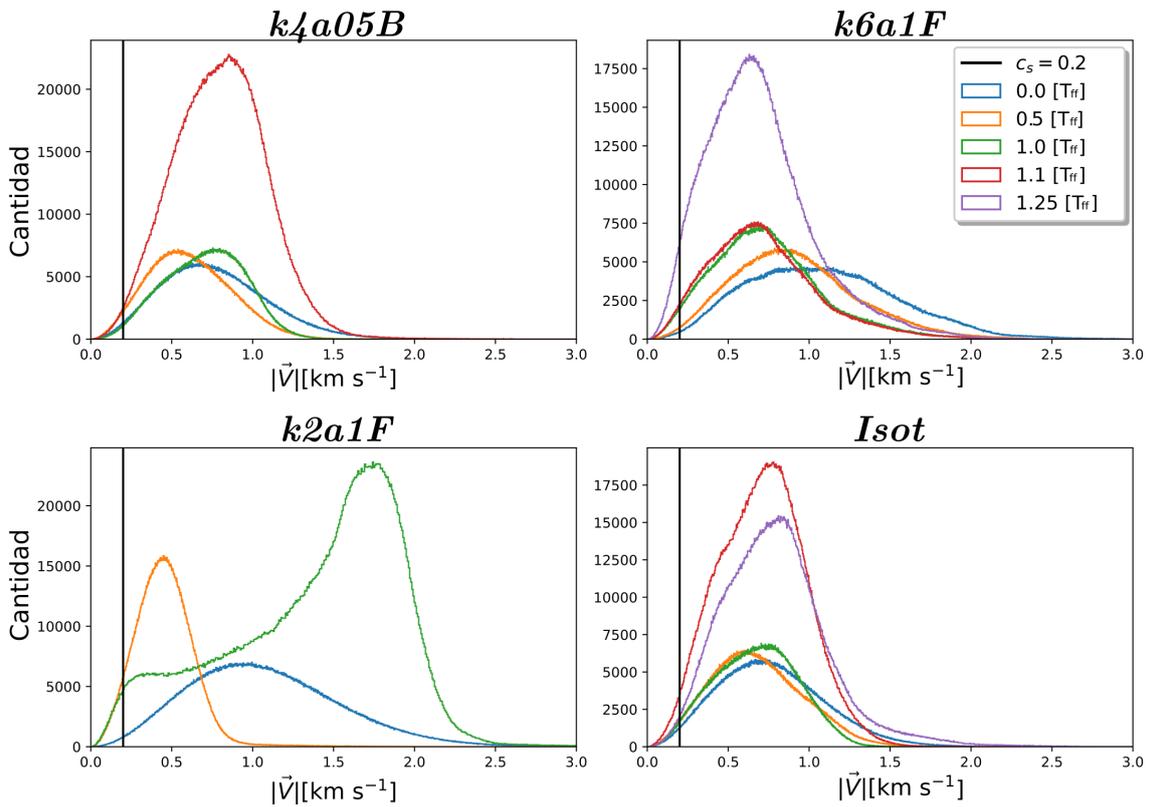


Figura 39: Distribución de velocidades de cuatro simulaciones, para tiempos $t = \{0, 0.5, 1, 1.1, 1.25\} T_{ff}$. Los gráficos se truncan a 3 km s^{-1} . La línea vertical sólida denota la velocidad del sonido del medio en $c_s = 0.2 \text{ km s}^{-2}$.

En la Figura 40 se puede observar las curvas de masa total de partículas *sink*, la *SFE*, la *SFR_{ff}* media (definida como $\langle \dot{M}_{\star, ff} \rangle = M_{\star} / t(T_{ff})$), y la *SFE_{ff}* en función del tiempo (ver Sección 2.3.6). En una primera aproximación, se realizó un ajuste lineal a cada

curva de $M_\star(t)$, cuya pendiente representa una estima de la tasa de acreción/formación media $\langle \hat{M}_\star \rangle$ desde el momento de la creación de la primer partícula *sink*. En la Tabla 6 se muestran los resultados de estos ajustes, los cuales motivan a una clasificación aproximada de las simulaciones:

$$\begin{aligned}
 \{k6\} &\rightarrow \langle \hat{M}_\star \rangle \lesssim 5 M_\odot T_{ff}^{-1} = 2.6 \times 10^{-5} M_\odot \text{ años}^{-1} \\
 \{k4a1\} &\rightarrow \langle \hat{M}_\star \rangle \approx 8 M_\odot T_{ff}^{-1} = 4.2 \times 10^{-5} M_\odot \text{ años}^{-1} \\
 \{k4a05\} &\rightarrow \langle \hat{M}_\star \rangle \approx 15 M_\odot T_{ff}^{-1} = 7.9 \times 10^{-5} M_\odot \text{ años}^{-1} \\
 \{k2\} &\rightarrow \langle \hat{M}_\star \rangle \gtrsim 80 M_\odot T_{ff}^{-1} = 42 \times 10^{-5} M_\odot \text{ años}^{-1}.
 \end{aligned} \tag{133}$$

De esta primera aproximación se deduce que a mayor valor de κ , mayor el valor de $\langle \hat{M}_\star \rangle$. También se deduce que las *a05* poseen valores de $\langle \hat{M}_\star \rangle$ ligeramente mayores a sus contrapartes *a1*. Al realizar comparaciones, observamos que las *k4a05* obtienen valores de $\langle \hat{M}_\star \rangle$ similares a los obtenidos en modelos teóricos ($\langle \hat{M}_\star \rangle \approx 7.4 \times 10^{-5} M_\odot \text{ años}^{-1}$, Dunham et al. (2014)).

Alias	$\langle \hat{M}_\star \rangle [M_\odot T_{ff}^{-1}]$	<i>RMSE</i>
k4a1B	8.73	0.0027
k4a1F	7.76	0.0140
k4a05B	15.78	0.0038
k4a05F	14.36	0.0063
Isot	14.16	0.0637
k2a05B	252.61	0.4380
k2a1F	84.94	0.0288
k6a05B	2.26	0.0014
k6a1F	0.74	0.0001

Tabla 6: Valores de $\langle \hat{M}_\star \rangle$ obtenidos por ajuste lineal, junto con la raíz cuadrática media del error (*RMSE*) obtenido.

Al realizar ajustes polinómicos a $\langle \hat{M}_\star \rangle$ para $t > t_\star$ (ver Figura 41), se obtiene que $M_\star(t) \propto t^b$ con $b \in \{1, 2, 3, 4\}$, lo cual es consistente con resultados obtenidos en simulaciones del colapso de fluidos turbulentos auto-gravitantes (McLaughlin & Pudritz, 1997; Myers et al., 2014; Lee et al., 2015; Murray et al., 2016). Para analizar la bondad de aplicar un ajuste polinómico a cada una de estas curvas, se calculó el valor de la raíz cuadrática media del error (*RMSE*, por sus siglas en inglés) al variar el grado del polinomio. En la misma figura se puede observar que el “codo” de las curvas de *RMSE* de las simulaciones *Isot*, *k2* y *k6*, usualmente utilizado como parámetro para decidir el grado del polinomio a ajustar, se encuentra en 3. Por otro lado, para *k4a05F* y *k4a1F* parece estar en 5, y para *k4a05B* y *k4a1B* su valor no es tan evidente. Esto último puede deberse a que la curva $M_\star(t)$ se comporte como una función polinómica por partes, en vez de una única función como aquí se ha ajustado (Myers et al., 2014; Lee et al., 2015; Murray et al., 2016). A

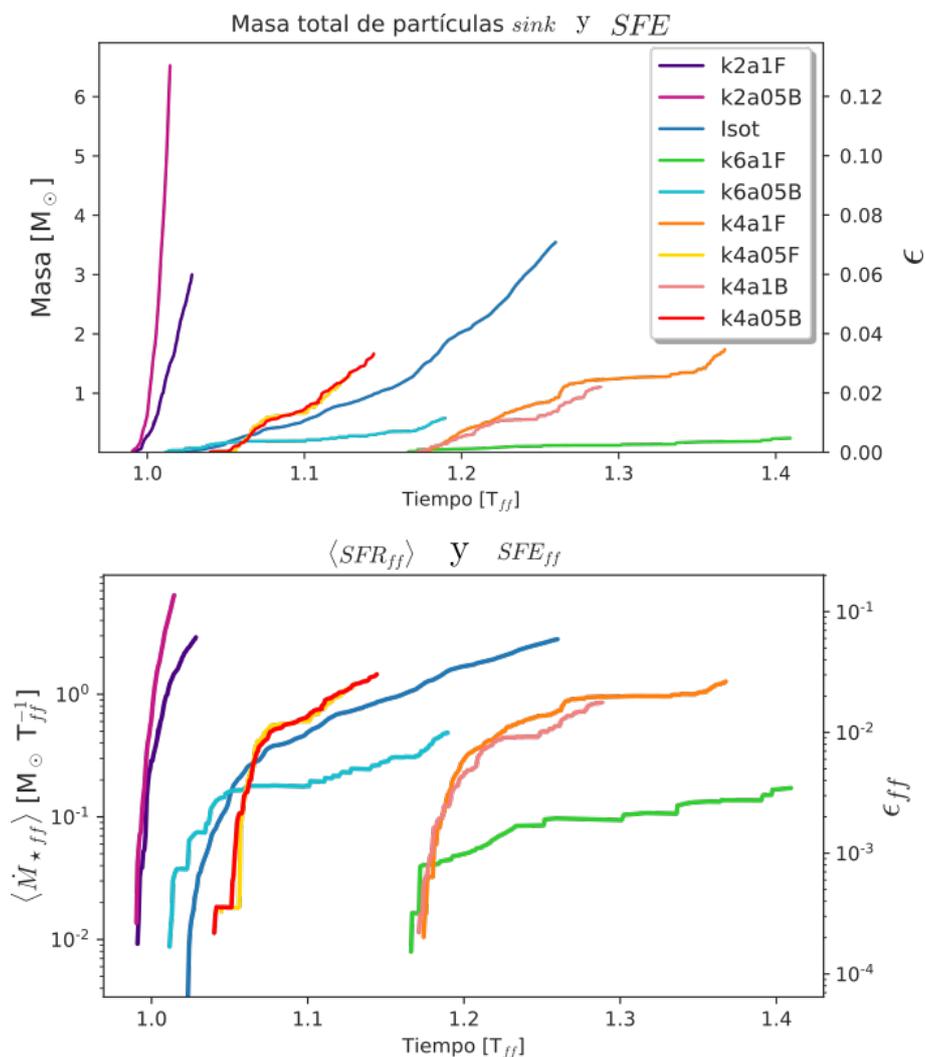


Figura 40: Masa total de partículas *sink*, *SFE*, $\langle SFR_{ff} \rangle$ y *SFE_{ff}* en función del tiempo, para todas las simulaciones. Las líneas a trazos denotan los ajustes lineales realizados a cada curva, con los valores de las pendientes en la etiqueta.

pesar de esto, es posible aplicar algún un ajuste polinómico de bajo orden (≤ 5) a las curvas de todas las simulaciones obteniendo un $RMSE < 0.1$.

Ecuación de estado

En la Figura 42 se puede observar que *Isot* presenta una disminución en su energía térmica, desde el momento de formación de su primer partícula *sink*. Este efecto ocurre en todas las simulaciones, y se debe a que las partículas *sink* no conservan la energía térmica de la partícula de gas utilizada para su creación, ni de las acretadas. En la misma figura, también se puede observar que tanto *k4a05F* y *k4a05B*, como *k4a1F* y *k4a1B*, presentan igual evolución de su energía térmica (dependiente de la densidad), comenzando a diferenciarse notablemente casi al momento de formación de la primer partícula *sink*. Esto denota que la elección entre la ecuación de estado B03 o F14 no genera diferencia en la dinámica pre-formación de partículas *sink*. Por otro lado, la principal diferencia entre

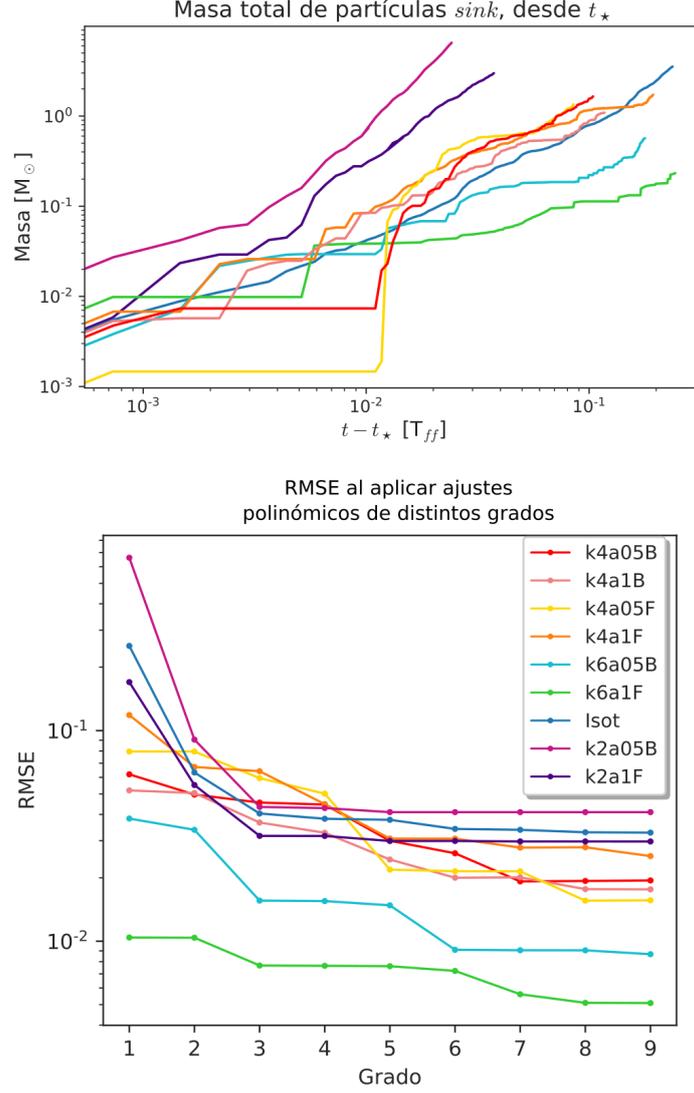


Figura 41: *Panel superior*: Masa total de partículas *sink* en función del tiempo, para $t > t_{\star}$. *Panel inferior*: Valor del *RMSE* al aplicar ajustes polinómicos de diferentes grados, para estimar $M_{\star}(t)$ para $t > t_{\star}$.

el uso de ambos modelos parece reflejarse en la cantidad formada de estas partículas en el tiempo, y su masa acreta. Esto puede verificarse al observar que el valor de $\langle \hat{M}_{\star} \rangle$ es ligeramente mayor para las $k4$ que utilizan el modelo de B03, que para las que utilizan el modelo de F14 o *Isot* (ver Tabla 6).

En las Figura 34 y 40 puede observarse que el modelo *Isot* presenta la primer formación de partícula *sink* previo a los modelos $k4a05B$ y $k4a05F$, más cercano a $1 T_{ff}$.

Espectro de potencias

En la Figura 43 se muestra la evolución del espectro de potencias en velocidades de cuatro simulaciones ($k2a1F$, $k4a05B$, $k6a1F$, *Isot*). Los espectros son calculados en una grilla cúbica fija espacialmente, de forma tal que esta se encuentra inscrita en la nube esférica inicial (centrada en $(0, 0, 0)$ y de lado $L = 2R/\sqrt{3}$). Allí se puede observar que

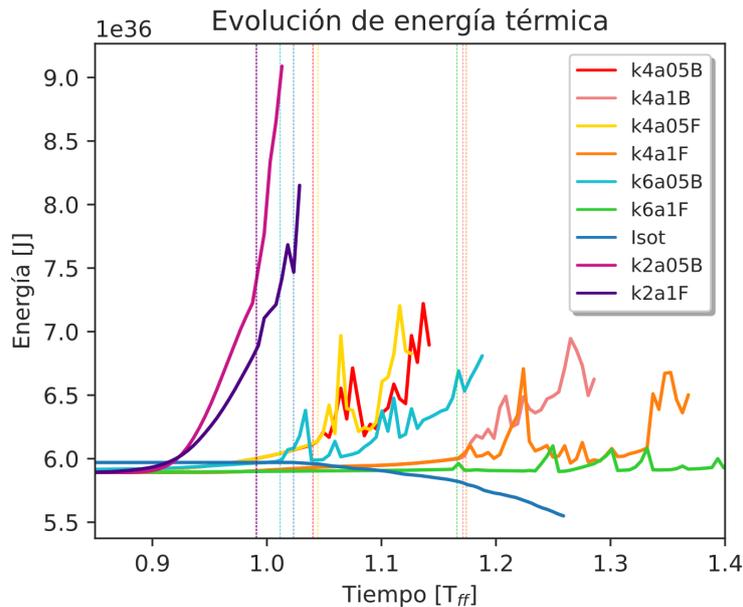


Figura 42: Energía térmica en función del tiempo de cada simulación, para $0.85 \leq t [T_{ff}] \leq 1.4$. En el intervalo $t \lesssim 0.85 T_{ff}$, la energía térmica se mantiene aproximadamente constante en cada simulación. Las líneas verticales a trazos denotan el tiempo de la primer formación de partícula *sink*, en cada simulación.

todos los espectros se “suavizan” y adquieren (si no poseen previamente) un espectro de aproximadamente $P(k) \propto k^{-4}$. Los valores de los espectros calculados en la región de frecuencias $k \gtrsim 10^2$ no son confiables debido a limitaciones en resolución del método. Para todas las simulaciones el valor de $\mathcal{M}_{RMS} > 3$ en todo momento, implicando que el gas de las nubes es siempre supersónico y compresible. Estos resultados son consistentes con los obtenidos en simulaciones hidrodinámicas (o *MHD*) de fluidos supersónicos compresibles, los cuales se comportan según el modelo de turbulencia de Burgers (ver Sección 2.2.3). Este modelo indica que los choques y los efectos disipativos provocan que el espectro de potencias del fluido se modifique gradualmente hasta poseer un índice de $\kappa \approx -4$. (Para más detalles ver Frisch & Bec, 2000).

Como fue mencionado anteriormente, la baja tasa de transferencia de energía turbulenta en las *k2* produce un colapso casi uniforme de sus nubes. Debido a esto, al colapsar se cumple que $\nabla \cdot \mathbf{v} \ll 0$ en la región central de la nube, provocando un aumento de la fracción de energía almacenada en modos compresionales, y una disminución gradual del índice de su espectro.

Por otro lado, en las *k6* los choques provocan principalmente la transferencia y disipación de la energía, de forma tal que el índice de su espectro tiende a aumentar gradualmente. Este proceso no es tan rápido (ni efectivo) como el que afecta a las *k2*, y esto puede notarse en la Figura 43 por la presencia de una región de frecuencias ($k \lesssim 10^2$) en *k6a05B* aún con índice de espectro $\kappa \approx -6$.

Aglomeraciones

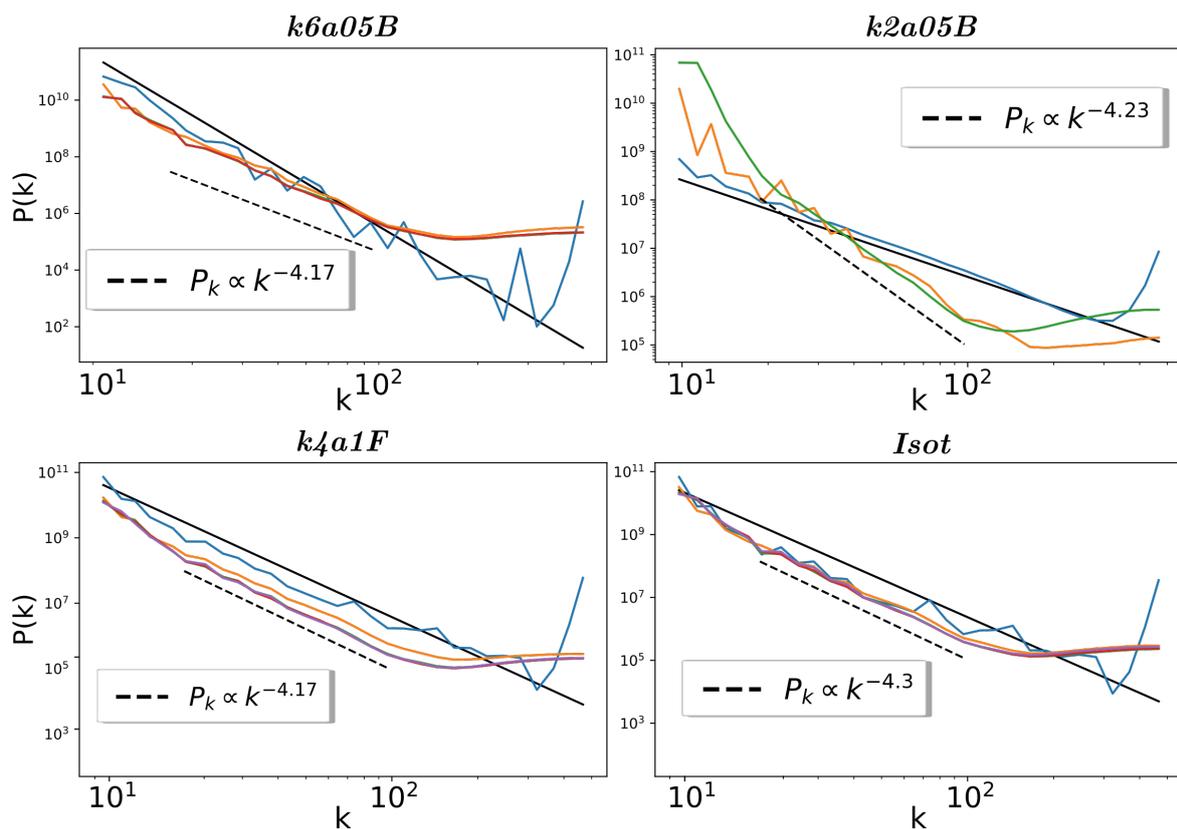


Figura 43: Variación del espectro de cuatro simulaciones, dentro de un cubo inscrito en la esfera inicial. Las líneas sólidas [azul, naranja, verde, rojo y violeta], representan el espectro a tiempo $[0, 0.5, 1, 1.1, 1.25] T_{ff}$ respectivamente. La línea sólida negra indica la pendiente teórica inicial, y la línea negra a trazos indica la pendiente de ajuste al espectro de potencias del último tiempo mostrado (en cada gráfico), en el rango de frecuencias $18 \leq k \leq 100$.

Para identificar las aglomeraciones de gas formadas, se utilizó el método de detección de *clusters* detallado por [Grudić et al. \(2018\)](#), el cual se basa en la identificación de pozos de potencial. El algoritmo consta de cuatro pasos:

1. Determinar una cantidad fija de vecinas de cada partícula. En este caso, se utiliza 50, ya que este es valor de N_{vec} utilizado en todas las simulaciones.
2. Desde cada partícula, se realiza un movimiento hacia la partícula vecina con menor potencial gravitacional. Este paso se repite de forma recursiva, hasta que se encuentre un mínimo local de potencial. Este será entonces el final del pozo de potencial al cual la partícula inicial (desde la que se ha comenzado el recorrido) esta asociada.
3. Para cada pozo hallado, se calcula el potencial gravitacional generado solamente por las partículas asociadas a cada uno de ellos.
4. Para cada pozo hallado, se calcula la energía total de cada partícula, clasificando como “ligadas” al pozo a todas aquellas con energía negativa.

En el presente trabajo, se modificó este algoritmo para poder aplicarse a partículas *sink* y partículas de gas cuya densidad sea mayor a $\rho_{corte} = 5 \times 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}$, o mayor a la

densidad media del gas en caso que esta sea menor que ρ_{corte} . De esta forma, la búsqueda (y el cálculo) es reducido respecto al algoritmo original, limitándose a las regiones con sobre-densidad respecto al medio. Otra condición que debe cumplir una aglomeración para ser considerada como tal, es que posea al menos N_{vec} partículas de gas, para poder descartar las agrupaciones con cantidades no significativas de partículas.

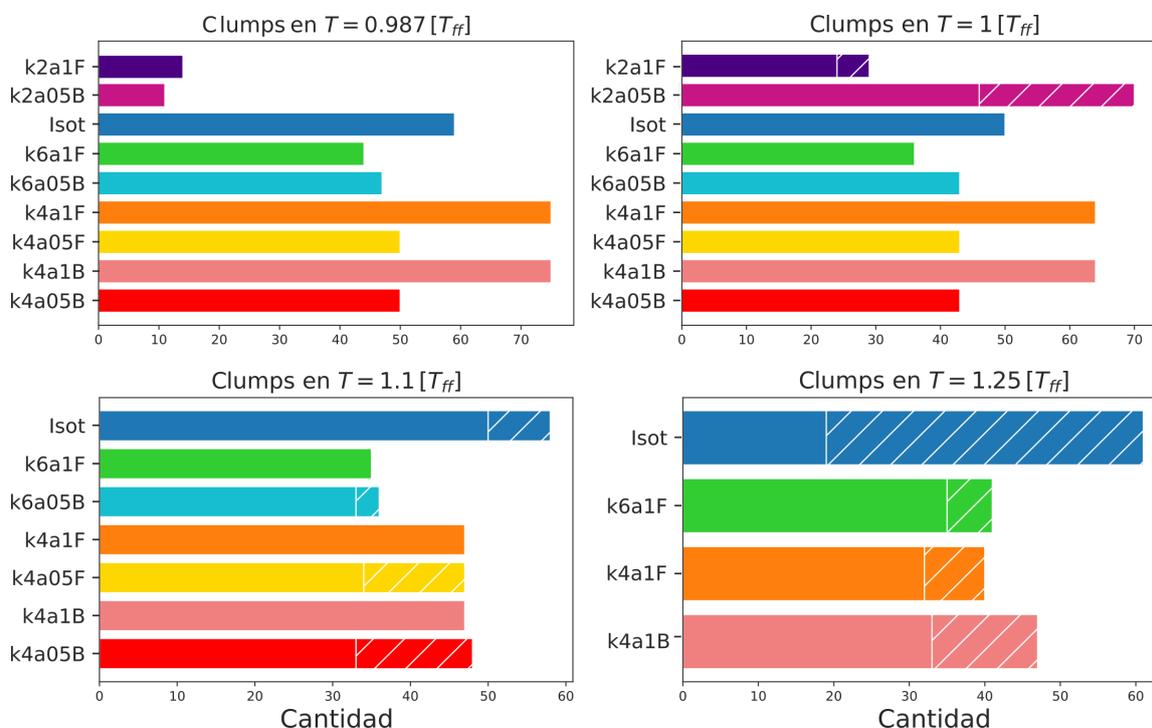


Figura 44: Aglomeraciones (aquí llamadas *clumps*) halladas en las simulaciones realizadas, en cuatro tiempos distintos. Las secciones rayadas denotan la cantidad de *clumps* que poseen al menos una partícula *sink* embebida.

En la Figura 44 se muestra la cantidad de aglomeraciones (también llamadas *clumps*) halladas en cada simulación para cuatro tiempos : $[0.987, 1, 1.1, 1.25] T_{ff}$, marcando con barras rayadas los que poseen partículas *sink* embebidas. Se puede observar que, previo a la primera formación de partícula *sink* ($t \approx 0.987 T_{ff}$), las simulaciones *k2a05B* y *k2a1f* presentan baja cantidad de *clumps* de gas. Esto se debe a que su dinámica de caída libre cuasi-homogénea no permite la creación de gran cantidad de fragmentos sobre-densos, sino que promueve la formación de unos pocos (y su posterior unificación) en las regiones más centrales de la nube inicial; debido al alto potencial gravitatorio que allí se genera.

La creación de las aglomeraciones ocurre por la turbulencia intrínseca de la nube, al generar distintas regiones con $\nabla \cdot \mathbf{v} < 0$ donde el gas comenzará a concentrarse. Este proceso ocurre casi desde el inicio de las simulaciones, aunque para las *k2* no se generan tantas aglomeraciones por lo comentado anteriormente.

En $t = 1 T_{ff}$, las *k2* ya han formado varias partículas *sink* y *clumps* nuevos, algunos alrededor de las partículas *sink* nuevas. Por otro lado, el resto de las simulaciones presenta un decaimiento en la cantidad de *clumps* hasta el instante que forman partículas *sink*. Las

dos principales causas de esto son, la disipación de los *clumps* que no logran mantenerse ligados debido a ondas de choque o interacciones con el gas circundante, y la unión de dos o más *clumps* (conformando así uno mayor). La primer causa es más frecuente en las *k4a1* mientras que la segunda lo es para las *k4a05*.

En la Figura 45, se muestran gráficos de caja del conjunto de distancias iniciales de partículas *sink* (respecto al centro de la nube), para todas las partículas existentes al final de cada simulación. En particular, la simulación *k6a1F* es la que tiende a formar partículas *sink* a distancias mayores ($r_* \approx 0.75R_0$), mientras que las *k2* tienen a formarlas a distancias menores ($r_* \lesssim 0.11R_0$). En esta misma figura también puede observarse que las partículas *sink* de las *a05* tienden a formarse a radios menores que sus contrapartes *a1* de igual espectro de potencias. Estos resultados también pueden inferirse de lo comentado anteriormente acerca de la morfología de las nubes y su fragmentación.

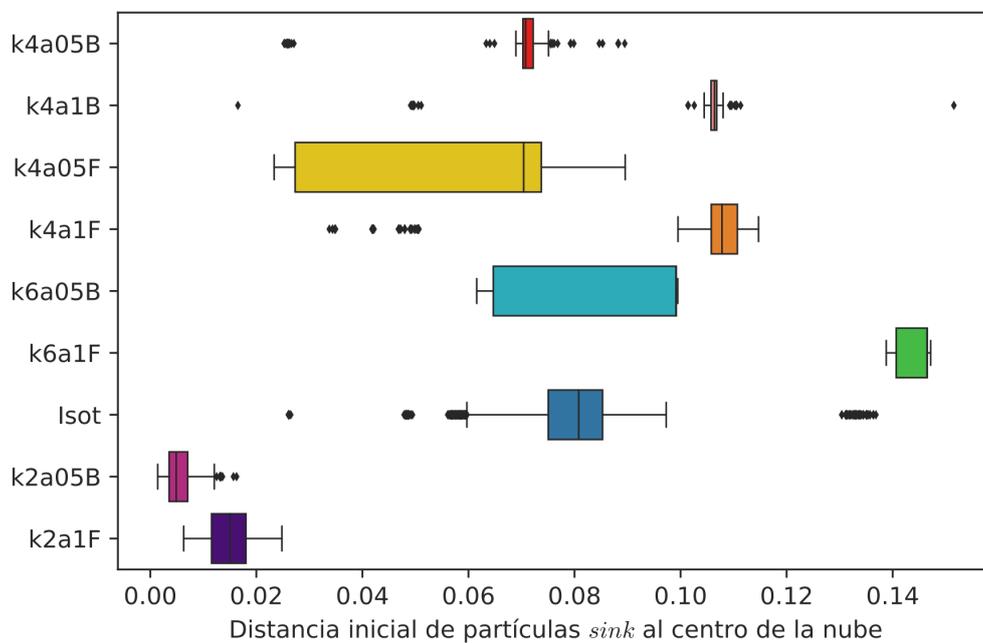


Figura 45: Gráficos de caja de las distancias iniciales de las partículas *sink* al centro. Las barras a los extremos de cada caja se indican en $1.5 \times$ Rango Inter-Cuartil. Todos los gráficos de caja se realizan para el tiempo final de cada simulación.

Para calcular la multiplicidad de los sistemas de partículas *sink* se utiliza el método de identificación de sistemas estelares múltiples detallado por Bate (2009). Este algoritmo consta de tres pasos:

1. Se construye un árbol de estructura con cada partícula *sink* como un nodo.
2. Se realiza un ciclo a lo largo de todos los pares de nodos para calcular cuál es el par más cercano que se encuentra ligado gravitacionalmente.
3. El par de nodos hallado en el paso anterior es convertido en un nuevo nodo, situado

en su centro de masa y con el momento lineal neto, y los dos originales son removidos. Este proceso se repite hasta que no se puedan formar nuevos nodos.

El resultado es un árbol de estructura cuyos nodos son sistemas de partículas *sink* que no están ligados a otro nodo. En este caso, no se impone un límite en la multiplicidad de los sistemas calculados, y por lo tanto puede ocurrir la identificación de algún sistema de alta multiplicidad, cuyos miembros sean parte de subsistemas en él.

La Tabla 7 muestra los valores de la fracción de multiplicidad (MF , por sus siglas en inglés) y la fracción de acompañante (CF , por sus siglas en inglés), definidos como:

$$\begin{aligned} MF &= \frac{B + T + Q + \dots}{S + B + T + Q + \dots} \\ CF &= \frac{B + 2T + 3Q + \dots}{S + B + T + Q + \dots}, \end{aligned} \quad (134)$$

donde B es la cantidad de sistemas binarios, T es la cantidad de sistemas triples, Q es la cantidad de sistemas cuádruples (y así sucesivamente). Es importante tener en cuenta que las cantidades MF y CF son dependientes del momento de su medición, ya que todos los sistemas de partículas *sink* existentes seguirán evolucionando y modificándose. Por lo tanto, es imposible predecir cuál sería el valor de estas frecuencias en caso de que las simulaciones continúen. Debido a esto, los valores de la tabla son comparables solo si fueron obtenidos para un mismo tiempo t .

Alias	MF	CF	N_{\star}	N_{sist}	$t [T_{ff}]$
k4a1B	0.41	1.33	91	39	1.25
k4a1F	0.13	2.43	384	112	1.25
k4a05B	0.30	1.52	136	54	1.1
k4a05F	0.22	0.85	255	138	1.1
Isot	0.13	1.94	273	93	1.1
k2a05B	0.68	2.97	135	34	1
k2a1F	1.00	4.67	34	6	1
k6a05B	0.21	0.97	57	29	1.1
k6a1F	0.13	0.24	78	63	1.25

Tabla 7: Valores de MF y CF , para los tiempos comparativos $[1, 1.1, 1.25] T_{ff}$. La cantidad de sistemas N_{sist} incluye a los sistemas simples.

En esta tabla se puede observar que las $k2$ han formado más partículas *sink* en sistemas múltiples que simples. Esto está relacionado a lo comentado anteriormente acerca de la cantidad de aglomeraciones de gas, ya que al ser pocas para $k2$ (para $t < t_{\star}$), varias partículas *sink* se forman dentro de una misma aglomeración y tienden a permanecer agrupadas.

Al comparar con resultados observacionales ($MF \approx CF \approx 0.22^{+0.06}_{-0.04}$, Duchêne & Kraus, 2013), se observa que solamente las simulaciones $k4a05F$ y $k6a05B$ poseen un

valor de MF dentro del rango observado, mientras que la simulación $k6a1F$ es la única que posee un valor de CF dentro del rango observado. Una posible causa de los altos valores de CF obtenidos, es no haber impuesto un límite en cuanto a la multiplicidad de los sistemas.

Las nubes simuladas en este trabajo poseen propiedades comparables con nubes observadas, por ejemplo con el *core* ρ Ophiuco-B2 (ver Tabla 1 de [Motte et al., 1998](#)).

5 Conclusiones

Este trabajo se planteó en torno al estudio de la evolución de diferentes nubes protoestelares utilizando simulaciones numéricas. Para poder llevar a cabo este objetivo, fue necesario el aprendizaje del desarrollo y aplicación de herramientas numéricas, y de teoría astrofísica de formación estelar.

El primer paso consistió en la familiarización con el código generador de condiciones iniciales `TURBULENT-CLOUD`. Gracias a que este código es de acceso público, fue posible su inspección y edición. En particular, se desarrollaron implementaciones para `TURBULENT-CLOUD`, las cuales fueron aceptadas por su desarrollador e incorporadas al repositorio original donde se encuentra alojado. Entre las implementaciones añadidas, se incluyen la posibilidad de otorgar a la nube inicial un perfil de densidad radial como ley de potencias, y la posibilidad de modificar su energía rotacional, respecto a la magnitud de la energía gravitatoria. De esta forma, se ha logrado aumentar la aplicabilidad de código tornándolo más útil para quien quiera emplearlo.

Utilizando este código se generaron seis nubes moleculares como condiciones iniciales, modificando tanto el valor de índice del espectro de potencia en velocidades inicial ($\kappa = \{-2, -4, -6\}$), como el valor del cociente entre la energía turbulenta y el módulo de la gravitatoria inicial ($\alpha_{tur} = \{0.5, 1\}$). Todas las nubes iniciales poseen radio $R = 0.1875$ pc, masa $M = 50 M_{\odot}$, cantidad de partículas $N \sim 3 \times 10^6$, densidad homogénea $\rho_0 = 1811 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, temperatura inicial $T = 10$ K, y tiempo de caída libre $T_{ff} = 1.9 \times 10^5$ años. Estas características se replicaron de la nube molecular utilizada como condición inicial por [B03](#).

Estas condiciones iniciales fueron luego evolucionadas numéricamente utilizando el código integrador `GIZMO`. Para lograr esto, fue necesaria la familiarización con este código, principalmente con las rutinas de ecuación de estado y de partículas *sink*, y con sus parámetros de entrada (ablandamiento gravitatorio, radio de acreción de partícula *sink* creada, factor de retroalimentación, entre otros). Debido a que `GIZMO` presenta dos implementaciones para el modelado de ecuación de estado politrópica ([B03](#) y [F14](#)), se optó por realizar una simulación de cada modelo sobre las condiciones iniciales con $\kappa = -4$ y $\alpha_{tur} = \{0.5, 1\}$, junto con una isotérmica, para poder realizar su posterior comparación. Debido a esto, la cantidad de nubes evolucionadas es de nueve.

Ya que la presencia de zonas de sobre-densidad requieren de tiempos de integración menores, no fue posible alcanzar el mismo tiempo físico en todas las simulaciones realizadas. A pesar de esto, la formación de partículas *sink* logró ocurrir en todas las simulaciones.

Al realizar un análisis visual de capturas de las simulaciones, junto con un análisis de la evolución de la energía cinética y el perfil de velocidades, se deduce que:

1. Ambas nubes *k2* primero disipan una gran parte de su energía cinética, y luego comienzan a colapsar de forma casi homogénea y en caída libre. Esto provoca que

la región central de la nube sea el principal sitio de formación de partículas *sink*.

2. Las nubes *k4* y *k6* primero comienzan a fragmentarse y a formar estructuras filamentosas, generando mayor dispersión de gas en las *k6* que en las *k4*. Asimismo, las *a1* también presentan mayor dispersión que sus contrapartes *a05*, aunque la magnitud de esta diferencia no es tan apreciable visualmente como la otorgada por diferente κ .

Al analizar y comparar los valores de t_* en todas las simulaciones, identificamos que estas se pueden dividir en tres grupos (ver ecuación (132)). Al observar las curvas de evolución de $M_*(t)$ para cada simulación, se aplicó un ajuste lineal a estas curvas para estimar $\langle \hat{M}_* \rangle$. A partir de los valores obtenidos, fue posible realizar una clasificación de las simulaciones (ver ecuación (133)). Luego se realizó un análisis del *RMSE* al aplicar ajustes polinómicos a las curvas, obteniendo resultados consistente con los obtenidos en simulaciones del colapso de fluidos turbulentos auto-gravitantes.

Posteriormente, se analizaron los efectos de los distintos modelos de ecuación de estado utilizados observando la evolución de la energía cinética y térmica de la nube para cada simulación. Se llega a la conclusión de que las variaciones entre simulaciones de igual κ y α_{tur} , y diferente ecuación de estado (entre B03o F14) son despreciables para tiempos $t < t_*$. Sin embargo, la diferencia entre la aplicación cada uno de ellos parece ser que el modelo F14 tiende a formar más estrellas que el de B03.

Al analizar la variación del espectro de potencias de las simulaciones, se observa que todas ellas modifican su espectro, y tienden a generar un espectro con índice $\kappa = -4$. Este resultado es acorde al modelo de Burgers (1995) para fluidos turbulentos y compresibles, con presencia de choques y disipación. Al observar la magnitud de este proceso para diferentes tiempos y simulaciones, se intuye que el efecto de generar un espectro con índice $\kappa = -4$ es más eficiente en las *k2* que para las *k6*.

Luego, se analiza la cantidad de aglomeraciones en las simulaciones, en tres tiempos comparativos: $t = \{1, 1.1, 1.25\} T_{ff}$. Para lograr esto se desarrolló un pequeño código que aplica una variante del método de detección de *cluster* de Grudić et al. (2018). En base a las cantidades de aglomeraciones halladas a distintos tiempos, se intuye que su disminución se debe a procesos de unión de algunos *clumps* y disipación de otros.

Para analizar la multiplicidad de los sistemas de partículas *sink* se desarrolló un pequeño código que aplica el método de identificación de sistemas estelares múltiples detallado por Bate (2009). En la Tabla 7, se presentan la *MF* y la *CF* de cada simulación para tiempos específicos. Al comparar con observaciones, se detecta que, excepto para *k6a1F*, todos los valores de *CF* obtenidos son altos. Esto puede deberse a no haber restringido la multiplicidad máxima de los sistemas hallados.

Trabajo Futuro

Como trabajo a futuro se espera aumentar el tiempo de evolución de las nubes para alcanzar los $2T_{ff}$ en todas ellas, y así poder realizar comparaciones más amplias. No se deja de lado la posibilidad de evolucionar nuevas condiciones iniciales que tengan en cuenta efectos físicos no incluidos en este trabajo, tales como campos magnéticos o *jets*. Además, se buscará optimizar los códigos aquí utilizados, para aprovechar más eficientemente los equipos de cómputo.

Referencias

- Al Khalil, M., Frissane, H., Taddei, L., et al. 2019, *Extreme Mechanics Letters*, 29, 100479, doi: <https://doi.org/10.1016/j.eml.2019.100479>
- Alfvén, H. 1942, *Nature*, 150, 405, doi: [10.1038/150405d0](https://doi.org/10.1038/150405d0)
- Alves, J., Lombardi, M., & Lada, C. J. 2007, *A&A*, 462, L17, doi: [10.1051/0004-6361:20066389](https://doi.org/10.1051/0004-6361/20066389)
- Ballesteros-Paredes, J., Hartmann, L. W., Vázquez-Semadeni, E., Heitsch, F., & Zamora-Avilés, M. A. 2011, *MNRAS*, 411, 65, doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.17657.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17657.x)
- Ballesteros-Paredes, J., Vázquez-Semadeni, E., Palau, A., & Klessen, R. S. 2018, *MNRAS*, 479, 2112, doi: [10.1093/mnras/sty1515](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1515)
- Ballesteros-Paredes, J., André, P., Hennebelle, P., et al. 2020, *Space Sci. Rev.*, 216, 76, doi: [10.1007/s11214-020-00698-3](https://doi.org/10.1007/s11214-020-00698-3)
- Bate, M. R. 1998, *ApJL*, 508, L95, doi: [10.1086/311719](https://doi.org/10.1086/311719)
- . 2009, *MNRAS*, 392, 590, doi: [10.1111/j.1365-2966.2008.14106.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14106.x)
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Bromm, V. 2003, *MNRAS*, 339, 577, doi: [10.1046/j.1365-8711.2003.06210.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06210.x)
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Price, N. M. 1995, *MNRAS*, 277, 362, doi: [10.1093/mnras/277.2.362](https://doi.org/10.1093/mnras/277.2.362)
- Berti, N., Béjot, P., Wolf, J. P., & Faucher, O. 2014, *Physical Review A*, 90, 053851, doi: [10.1103/PhysRevA.90.053851](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.90.053851)
- Bhandare, A., Kuiper, R., Henning, T., et al. 2020, *A&A*, 638, A86, doi: [10.1051/0004-6361/201937029](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201937029)
- . 2018, *A&A*, 618, A95, doi: [10.1051/0004-6361/201832635](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832635)
- Binney, J., & Tremaine, S. 2008, *Potential Theory*, rev - revised, 2 edn., Princeton Series in Astrophysics (Princeton University Press), 55–141, doi: [10.2307/j.ctvc778ff.5](https://doi.org/10.2307/j.ctvc778ff.5)
- Boccaletti, A., Di Folco, E., Pantin, E., et al. 2020, *A&A*, 637, L5, doi: [10.1051/0004-6361/202038008](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038008)
- Bodenheimer, P. 2007, *Numerical Methods in Astrophysics: An Introduction*, Series in Astronomy and Astrophysics (Taylor & Francis), doi: [10.1201/9781420011869](https://doi.org/10.1201/9781420011869)

- . 2011, *Principles of Star Formation*, Astronomy and Astrophysics Library (Springer-Verlag Berlin Heidelberg), doi: [10.1007/978-3-642-15063-0](https://doi.org/10.1007/978-3-642-15063-0)
- Bonnor, W. B. 1956, *MNRAS*, 116, 351, doi: [10.1093/mnras/116.3.351](https://doi.org/10.1093/mnras/116.3.351)
- Boyd, D. F. A., & Whitworth, A. P. 2005, *A&A*, 430, 1059, doi: [10.1051/0004-6361:20041703](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041703)
- Burgers, J. M. 1995, *Mathematical Examples Illustrating Relations Occurring in the Theory of Turbulent Fluid Motion*, 1st edn. (Dordrecht: Springer Netherlands), 281–334, doi: [10.1007/978-94-011-0195-0_10](https://doi.org/10.1007/978-94-011-0195-0_10)
- Burkert, A., & Bodenheimer, P. 2000, *ApJ*, 543, 822, doi: [10.1086/317122](https://doi.org/10.1086/317122)
- Carroll, B. W., & Ostlie, D. A. 2017, *An Introduction to Modern Astrophysics*, 2nd edn. (Cambridge University Press), doi: [10.1017/9781108380980](https://doi.org/10.1017/9781108380980)
- Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763, doi: [10.1086/376392](https://doi.org/10.1086/376392)
- Crutcher, R. M. 2004, in *The Magnetized Interstellar Medium*, ed. B. Uyaniker, W. Reich, & R. Wielebinski, 123–132
- Crutcher, R. M. 2012, *ARA&A*, 50, 29, doi: [10.1146/annurev-astro-081811-125514](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125514)
- Crutcher, R. M., & Kemball, A. J. 2019, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 6, 66, doi: [10.3389/fspas.2019.00066](https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00066)
- Crutcher, R. M., Wandelt, B., Heiles, C., Falgarone, E., & Troland, T. H. 2010, *ApJ*, 725, 466, doi: [10.1088/0004-637X/725/1/466](https://doi.org/10.1088/0004-637X/725/1/466)
- Deharveng, L., Lefloch, B., Zavagno, A., et al. 2003, *A&A*, 408, L25, doi: [10.1051/0004-6361:20031157](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031157)
- Di Francesco, J., Keown, J., Fallscheer, C., et al. 2020, *ApJ*, 904, 172, doi: [10.3847/1538-4357/abc016](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abc016)
- Dubinski, J., Narayan, R., & Phillips, T. G. 1995, *ApJ*, 448, 226, doi: [10.1086/175954](https://doi.org/10.1086/175954)
- Duchêne, G., & Kraus, A. 2013, *ARA&A*, 51, 269, doi: [10.1146/annurev-astro-081710-102602](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081710-102602)
- Dunham, M. M., Stutz, A. M., Allen, L. E., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 195, doi: [10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch009](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch009)
- Ebert, R. 1955, *Zeitschrift für Astrophysik*, 37, 217

- Federrath, C., Schrön, M., Banerjee, R., & Klessen, R. S. 2014, *ApJ*, 790, 128, doi: [10.1088/0004-637X/790/2/128](https://doi.org/10.1088/0004-637X/790/2/128)
- Ferrière, K. M. 2001, *Rev. Mod. Phys.*, 73, 1031, doi: [10.1103/RevModPhys.73.1031](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.73.1031)
- Fiorellino, E., Elia, D., André, P., et al. 2020, *MNRAS*, doi: [10.1093/mnras/staa3420](https://doi.org/10.1093/mnras/staa3420)
- Frisch, U., & Bec, J. 2000, arXiv e-prints, nlin/0012033. <https://arxiv.org/abs/nlin/0012033>
- Gingold, R. A., & Monaghan, J. J. 1977, *MNRAS*, 181, 375, doi: [10.1093/mnras/181.3.375](https://doi.org/10.1093/mnras/181.3.375)
- Goodman, A. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1993, *ApJ*, 406, 528, doi: [10.1086/172465](https://doi.org/10.1086/172465)
- Gritschneider, M., Naab, T., Walch, S., Burkert, A., & Heitsch, F. 2009, *ApJL*, 694, L26, doi: [10.1088/0004-637X/694/1/L26](https://doi.org/10.1088/0004-637X/694/1/L26)
- Grudić, M. Y., Guszejnov, D., Hopkins, P. F., Offner, S. S. R., & Faucher-Giguère, C.-A. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2010.11254. <https://arxiv.org/abs/2010.11254>
- Grudić, M. Y., Hopkins, P. F., Faucher-Giguère, C.-A., et al. 2018, *MNRAS*, 475, 3511, doi: [10.1093/mnras/sty035](https://doi.org/10.1093/mnras/sty035)
- Grudić, M. Y., Hopkins, P. F., Lee, E. J., et al. 2019, *MNRAS*, 488, 1501, doi: [10.1093/mnras/stz1758](https://doi.org/10.1093/mnras/stz1758)
- Grudić, M. Y., Guszejnov, D., Hopkins, P. F., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 481, 688, doi: [10.1093/mnras/sty2303](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2303)
- Guszejnov, D., & Hopkins, P. F. 2016, *MNRAS*, 459, 9, doi: [10.1093/mnras/stw619](https://doi.org/10.1093/mnras/stw619)
- Hennebelle, P., & Falgarone, E. 2012, *A&ARv*, 20, 55, doi: [10.1007/s00159-012-0055-y](https://doi.org/10.1007/s00159-012-0055-y)
- Hennebelle, P., & Inutsuka, S.-i. 2019, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 6, 5, doi: [10.3389/fspas.2019.00005](https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00005)
- Herbst, E. 1995, *Annual Review of Physical Chemistry*, 46, 27, doi: [10.1146/annurev.pc.46.100195.000331](https://doi.org/10.1146/annurev.pc.46.100195.000331)
- Hernquist, L., & Katz, N. 1989, *ApJS*, 70, 419, doi: [10.1086/191344](https://doi.org/10.1086/191344)
- Heyer, M. H., & Brunt, C. M. 2004, *ApJL*, 615, L45, doi: [10.1086/425978](https://doi.org/10.1086/425978)
- Hopkins, P. F. 2015, *MNRAS*, 450, 53, doi: [10.1093/mnras/stv195](https://doi.org/10.1093/mnras/stv195)

- Hubber, D. A., Allison, R. J., Smith, R., & Goodwin, S. P. 2013a, MNRAS, 430, 1599, doi: [10.1093/mnras/sts694](https://doi.org/10.1093/mnras/sts694)
- Hubber, D. A., Batty, C. P., McLeod, A., & Whitworth, A. P. 2011, A&A, 529, A27, doi: [10.1051/0004-6361/201014949](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014949)
- Hubber, D. A., Walch, S., & Whitworth, A. P. 2013b, MNRAS, 430, 3261, doi: [10.1093/mnras/stt128](https://doi.org/10.1093/mnras/stt128)
- Indebetouw, R., Wong, T., Chen, C. H. R., et al. 2020, ApJ, 888, 56, doi: [10.3847/1538-4357/ab5db7](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab5db7)
- Inutsuka, S.-i. 2012, Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2012, 01A307, doi: [10.1093/ptep/pts024](https://doi.org/10.1093/ptep/pts024)
- Jeans, J. H. 1902, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 199, 1, doi: [10.1098/rsta.1902.0012](https://doi.org/10.1098/rsta.1902.0012)
- Klessen, R. S., & Glover, S. C. O. 2014, Physical Processes in the Interstellar Medium. <https://arxiv.org/abs/1412.5182>
- Kolmogorov, A. 1941, Akademiia Nauk SSSR Doklady, 30, 301
- Kramer, C., Stutzki, J., Rohrig, R., & Corneliussen, U. 1998, A&A, 329, 249
- Kroupa, P. 2001, MNRAS, 322, 231, doi: [10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x)
- Krumholz, M. R. 2015, arXiv e-prints, arXiv:1511.03457. <https://arxiv.org/abs/1511.03457>
- Kudoh, T., & Basu, S. 2008, ApJL, 679, L97, doi: [10.1086/589618](https://doi.org/10.1086/589618)
- Lada, C. J., & Lada, E. A. 2003, ARA&A, 41, 57, doi: [10.1146/annurev.astro.41.011802.094844](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.41.011802.094844)
- Lada, E. A., Bally, J., & Stark, A. A. 1991, ApJ, 368, 432, doi: [10.1086/169708](https://doi.org/10.1086/169708)
- Ladjelate, B., André, P., Könyves, V., et al. 2020, A&A, 638, A74, doi: [10.1051/0004-6361/201936442](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936442)
- Landau, L., & Lifshitz, E. 1987, in Fluid Mechanics (Second Edition), second edition edn., ed. L. LANDAU & E. LIFSHITZ (Pergamon), 44–94, doi: <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-033933-7.50010-6>
- Larson, R. B. 1969, MNRAS, 145, 271, doi: [10.1093/mnras/145.3.271](https://doi.org/10.1093/mnras/145.3.271)
- . 1981, MNRAS, 194, 809, doi: [10.1093/mnras/194.4.809](https://doi.org/10.1093/mnras/194.4.809)

- Lazarian, A., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Melioli, C. 2015, *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 407, *Magnetic Fields in Diffuse Media* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg), doi: [10.1007/978-3-662-44625-6](https://doi.org/10.1007/978-3-662-44625-6)
- Lee, E. J., Chang, P., & Murray, N. 2015, *The Astrophysical Journal*, 800, 49, doi: [10.1088/0004-637x/800/1/49](https://doi.org/10.1088/0004-637x/800/1/49)
- Lee, Y.-N., Offner, S. S. R., Hennebelle, P., et al. 2020, *Space Sci. Rev.*, 216, 70, doi: [10.1007/s11214-020-00699-2](https://doi.org/10.1007/s11214-020-00699-2)
- Leisawitz, D. 1990, *ApJ*, 359, 319, doi: [10.1086/169067](https://doi.org/10.1086/169067)
- Li, P. S., McKee, C. F., & Klein, R. I. 2015, *MNRAS*, 452, 2500, doi: [10.1093/mnras/stv1437](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1437)
- Lizano, S., & Shu, F. H. 1989, *ApJ*, 342, 834, doi: [10.1086/167640](https://doi.org/10.1086/167640)
- Mac Low, M.-M., & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125, doi: [10.1103/RevModPhys.76.125](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.125)
- Marsh, K. A., Kirk, J. M., André, P., et al. 2016, *MNRAS*, 459, 342, doi: [10.1093/mnras/stw301](https://doi.org/10.1093/mnras/stw301)
- Masunaga, H., & Inutsuka, S.-i. 2000, *ApJ*, 531, 350, doi: [10.1086/308439](https://doi.org/10.1086/308439)
- Masunaga, H., Miyama, S. M., & Inutsuka, S.-i. 1998, *ApJ*, 495, 346, doi: [10.1086/305281](https://doi.org/10.1086/305281)
- Mathis, J. S. 2000, *ApJ*, 544, 347, doi: [10.1086/317210](https://doi.org/10.1086/317210)
- McKee, C. F., & Ostriker, E. C. 2007, *ARA&A*, 45, 565, doi: [10.1146/annurev.astro.45.051806.110602](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.45.051806.110602)
- McLaughlin, D. E., & Pudritz, R. E. 1997, *The Astrophysical Journal*, 476, 750, doi: [10.1086/303657](https://doi.org/10.1086/303657)
- Miller, G. E., & Scalo, J. M. 1979, *ApJS*, 41, 513, doi: [10.1086/190629](https://doi.org/10.1086/190629)
- Mok, A., Chandar, R., & Fall, S. M. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2101.12260. <https://arxiv.org/abs/2101.12260>
- Monaghan, J. J. 1988, *Computer Physics Communications*, 48, 89, doi: [10.1016/0010-4655\(88\)90026-4](https://doi.org/10.1016/0010-4655(88)90026-4)
- . 1992, *ARA&A*, 30, 543, doi: [10.1146/annurev.aa.30.090192.002551](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.30.090192.002551)
- Monaghan, J. J., & Gingold, R. A. 1983, *Journal of Computational Physics*, 52, 374, doi: [10.1016/0021-9991\(83\)90036-0](https://doi.org/10.1016/0021-9991(83)90036-0)

- Motte, F., Andre, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150
- Murray, D. W., Chang, P., Murray, N. W., & Pittman, J. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465, 1316
- Myers, A. T., Klein, R. I., Krumholz, M. R., & McKee, C. F. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 439, 3420
- Nakamura, F., & Li, Z.-Y. 2005, *ApJ*, 631, 411, doi: [10.1086/432606](https://doi.org/10.1086/432606)
- Nakano, T. 1984, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 9, 139
- Nicolaou, G., Livadiotis, G., & Wicks, R. T. 2019, *Entropy*, 21, 997, doi: [10.3390/e21100997](https://doi.org/10.3390/e21100997)
- Nutter, D., & Ward-Thompson, D. 2007, *MNRAS*, 374, 1413, doi: [10.1111/j.1365-2966.2006.11246.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.11246.x)
- Ossenkopf, V., & Mac Low, M.-M. 2002, *A&A*, 390, 307, doi: [10.1051/0004-6361:20020629](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020629)
- Osterbrock, D. E., & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (University Science Books)
- Padoan, P., & Nordlund, Å. 1999, *ApJ*, 526, 279, doi: [10.1086/307956](https://doi.org/10.1086/307956)
- Palla, F., & Stahler, S. W. 1999, *ApJ*, 525, 772, doi: [10.1086/307928](https://doi.org/10.1086/307928)
- Penston, M. V. 1969, *MNRAS*, 144, 425, doi: [10.1093/mnras/144.4.425](https://doi.org/10.1093/mnras/144.4.425)
- Phillips, J. P. 1999, *A&AS*, 134, 241, doi: [10.1051/aas:1999137](https://doi.org/10.1051/aas:1999137)
- Plummer, H. C. 1911, *MNRAS*, 71, 460, doi: [10.1093/mnras/71.5.460](https://doi.org/10.1093/mnras/71.5.460)
- Preibisch, T., Brown, A. G. A., Bridges, T., Guenther, E., & Zinnecker, H. 2002, *AJ*, 124, 404, doi: [10.1086/341174](https://doi.org/10.1086/341174)
- Price, D. J. 2007, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 24, 159–173, doi: [10.1071/AS07022](https://doi.org/10.1071/AS07022)
- Price, D. J. 2012, *Journal of Computational Physics*, 231, 759, doi: [10.1016/j.jcp.2010.12.011](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2010.12.011)
- Price, D. J., & Bate, M. R. 2008, *MNRAS*, 385, 1820, doi: [10.1111/j.1365-2966.2008.12976.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.12976.x)
- Querejeta, M., Lelli, F., Schinnerer, E., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2011.01287. <https://arxiv.org/abs/2011.01287>

- Rees, M. J. 1976, MNRAS, 176, 483, doi: [10.1093/mnras/176.3.483](https://doi.org/10.1093/mnras/176.3.483)
- Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161, doi: [10.1086/145971](https://doi.org/10.1086/145971)
- Schleicher, D. R. G., Schober, J., Federrath, C., Bovino, S., & Schmidt, W. 2013, New Journal of Physics, 15, 023017, doi: [10.1088/1367-2630/15/2/023017](https://doi.org/10.1088/1367-2630/15/2/023017)
- Shu, F. H. 1977, ApJ, 214, 488, doi: [10.1086/155274](https://doi.org/10.1086/155274)
- Soler, J. D. 2019, A&A, 629, A96, doi: [10.1051/0004-6361/201935779](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935779)
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, ApJ, 319, 730, doi: [10.1086/165493](https://doi.org/10.1086/165493)
- Spitzer, L. 1978, Physical processes in the interstellar medium (John Wiley & Sons, Ltd), doi: [10.1002/9783527617722](https://doi.org/10.1002/9783527617722)
- Springel, V. 2005, MNRAS, 364, 1105, doi: [10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x)
- Stahler, S., & Palla, F. 2005, The Formation of Stars (WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA), doi: [10.1002/9783527618675](https://doi.org/10.1002/9783527618675)
- Teyssier, R., & Commerçon, B. 2019, Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 6, 51, doi: [10.3389/fspas.2019.00051](https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00051)
- Tomisaka, K., Ikeuchi, S., & Nakamura, T. 1990, ApJ, 362, 202, doi: [10.1086/169255](https://doi.org/10.1086/169255)
- Tran-Duc, T., Phan-Thien, N., & Khoo, B. 2017, Physics of Fluids, 29, doi: [10.1063/1.4993474](https://doi.org/10.1063/1.4993474)
- Wang, S., Kanagawa, K. D., Hayashi, T., & Suto, Y. 2020, ApJ, 891, 166, doi: [10.3847/1538-4357/ab781b](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab781b)
- Ward-Thompson, D., Nutter, D., Bontemps, S., Whitworth, A., & Attwood, R. 2006, MNRAS, 369, 1201, doi: [10.1111/j.1365-2966.2006.10356.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10356.x)
- Ward-Thompson, D., & Whitworth, A. P. 2011, An Introduction to Star Formation (Cambridge University Press), doi: [10.1017/CB09780511974021](https://doi.org/10.1017/CB09780511974021)
- Weinberger, R., Springel, V., & Pakmor, R. 2020, ApJS, 248, 32, doi: [10.3847/1538-4365/ab908c](https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab908c)
- Williams, J. P., & McKee, C. F. 1997, ApJ, 476, 166, doi: [10.1086/303588](https://doi.org/10.1086/303588)
- Wuchterl, G., & Tscharnuter, W. M. 2003, A&A, 398, 1081, doi: [10.1051/0004-6361:20021707](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021707)

A Anexos

A.1 Constantes físicas

Nombre	Símbolo	Valor
Contante gravitatoria	G	$6.67438 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Constante de gases ideales	R_g	$8.31447 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$
Constante de Boltzmann	k_B	$1.38065 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Constante de Stefan-Boltzmann	σ_B	$5.67037 \times 10^{-8} \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$
Número de Avogadro	N_A	$6.02214 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Unidad Astronómica	UA	$1.49598 \times 10^{11} \text{ m}$
Parsec	pc	$3.08568 \times 10^{16} \text{ m}$
Masa solar	M_{\odot}	$1.98847 \times 10^{30} \text{ kg}$
Radio solar	R_{\odot}	$6.96342 \times 10^8 \text{ m}$
Masa de Júpiter	M_{Jup}	$1.89813 \times 10^{27} \text{ kg}$
Masa de átomo de hidrógeno	m_H	$1.67355 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Unidad de masa atómica	m_u	$1.6605402 \times 10^{-27} \text{ kg}$