



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE CHIAPAS

FACULTAD DE CIENCIAS EN FÍSICA Y
MATEMÁTICAS

CALENTAMIENTO POR RAYOS CÓSMICOS EN EL
MEDIO INTERESTELAR EN SÚPER CÚMULOS
ESTELARES.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS FÍSICAS

P R E S E N T A :

ALEJANDRO EDMUNDO AGUILAR TORREZ PS2205

Director de tesis

DR. FILIBERTO HUEYOTL ZAHUANTITLA

Co-director de Tesis: Dr. César Álvarez Ochoa

Co-director de Tesis: Dr. Nazario Bautista Elivar

TUXTLA GUTIERREZ, CHIAPAS, OCTUBRE 2023





Tuxtla Gutiérrez, Chiapas
30 de Octubre de 2023
Oficio No. FCFM/0462/23

Dr. Filiberto Hueyotl Zahuantitla
Dr. Nazario Bautista Elivar
Director de Tesis
Codirector de Tesis
Presente

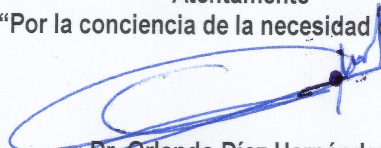
Por este medio me permito informarle que una vez efectuada la revisión de la tesis denominada:

“CALENTAMIENTO POR RAYOS CÓSMICOS EN EL MEDIO INTERESTELAR EN SÚPER CÚMULOS ESTELARES”.

Ha sido aceptado para sustentar el Examen de Grado de Maestría en Ciencias Físicas del Lic. Alejandro Edmundo Aguilar Torrez con matrícula escolar PS2205.

Se autoriza su impresión en virtud de cumplir con los requisitos correspondientes.

Atentamente
“Por la conciencia de la necesidad de servir”



DIRECCIÓN
FCFM

Dr. Orlando Díaz Hernández
Director

C. c. p. Dr. Florencio Corona Vázquez, Secretario Académico de la FCFM
Lic. Juan Manuel Aguilar Gámez, Encargado del Control Escolar Posgrado de la FCFM
Archivo
ODH/jmag



Código: FO-113-05-05

Revisión: 0

CARTA DE AUTORIZACIÓN PARA LA PUBLICACIÓN ELECTRÓNICA DE LA TESIS DE TÍTULO Y/O GRADO.

El (la) suscrito (a) Lic. Alejandro Edmundo Aguilar Torrez, Autor (a) de la tesis bajo el título de "Calentamiento por rayos cósmicos en el medio interestelar en súper cúmulos estelares." presentada y aprobada en el año 2023 como requisito para obtener el título o grado de Maestro en Ciencias Físicas, autorizo licencia a la Dirección del Sistema de Bibliotecas Universidad Autónoma de Chiapas (SIBI-UNACH), para que realice la difusión de la creación intelectual mencionada, con fines académicos para su consulta, reproducción parcial y/o total, citando la fuente, que contribuya a la divulgación del conocimiento humanístico, científico, tecnológico y de innovación que se produce en la Universidad, mediante la visibilidad de su contenido de la siguiente manera:

- Consulta del trabajo de título o de grado a través de la Biblioteca Digital de Tesis (BIDITE) del Sistema de Bibliotecas de la Universidad Autónoma de Chiapas (SIBI-UNACH) que incluye tesis de pregrado de todos los programas educativos de la Universidad, así como de los posgrados no registrados ni reconocidos en el Programa Nacional de Posgrados de Calidad del CONACYT.
- En el caso de tratarse de tesis de maestría y/o doctorado de programas educativos que sí se encuentren registrados y reconocidos en el Programa Nacional de Posgrados de Calidad (PNPC) del Consejo Nacional del Ciencia y Tecnología (CONACYT), podrán consultarse en el Repositorio Institucional de la Universidad Autónoma de Chiapas (RIUNACH).

Tuxtla Gutiérrez, Chiapas; a los 09 días del mes de Noviembre del año 2023.

Alejandro Edmundo Aguilar Torrez

Nombre y firma del Tesista o Tesistas

“The wonder is, not that the field of stars is so vast, but that man has measured it.”

Anatole France

Agradecimientos

Agradezco a mi asesor de tesis, el Dr. Filiberto Hueyotl, por su tiempo, dedicación y paciencia en la realización de este trabajo. Además agradezco que me haya compartido sus conocimientos, sin los cuales no hubiese concluido este trabajo de tesis. Agradezco a todos los docentes con los cuales interactué durante mi tiempo en el programa de maestría, a todos ellos les quiero agradecer por transmitirme los conocimientos necesarios para concluir este trabajo. Quiero agradecer a mis compañeros de maestría por su amistad y apoyo durante los cursos. Agradezco al CONACYT por financiar mis estudios de maestría. También quiero agradecer a mis padres y hermana por su apoyo incondicional para poder cumplir todos mis objetivos personales y académicos. Ellos son los que con su cariño me han impulsado siempre a perseguir mis metas y nunca abandonarlas frente a las adversidades.

Índice general

Agradecimientos	IV
1. Introducción	1
2. Procesos Radiativos	3
2.1. Ionización	3
2.2. Interacción Compton y Compton inverso	12
2.3. Radiación de frenado	17
3. Fases del medio interestelar	20
3.1. Medio caliente ionizado	20
3.2. Medio ionizado tibio	22
3.3. Medio neutro frío	22
3.4. Medio molecular	23
4. Procesos de calentamiento y enfriamiento	26
4.1. Calentamiento por foto-electrones expulsados de granos de polvo estelar	26
4.2. Calentamiento por fotoionización	27
4.3. Calentamiento por rayos cósmicos	28
4.4. Enfriamiento del medio interestelar	35
5. Cúmulos estelares	38
5.1. Cúmulos abiertos	39
5.2. Cúmulos globulares	41

5.3. Supercúmulos estelares	42
5.4. Brotes de formación estelar	43
5.5. Función de luminosidad y función de masa inicial	46
6. Modelo hidrodinámico	50
6.1. Casos de estudio	52
6.2. Código ZEUS-3D	55
6.3. Condiciones iniciales y de frontera	56
6.4. Mallado computacional	56
6.5. Modelos de prueba	57
7. Resultados obtenidos	61
7.1. Simulaciones 2D	61
7.2. Simulaciones en 3D	65
8. Conclusiones	85
Bibliografía	86

Índice de figuras

2.1. Procesos de excitación e ionización. Una partícula con carga eléctrica (marcada en color amarillo) con una energía $\hbar\nu$, incide hacia un átomo eléctricamente neutro. El proceso de excitación ocurre cuando uno de sus electrones del átomo pase a un nivel de mayor energía. Esta transición energética crea un estado excitado en el electro que eventualmente decae a un nivel de menor energía emitiendo luz en el proceso. La ionización ocurre cuando un electrón adquiere suficiente energía $\hbar\nu'$ para desprenderse del átomo. Esta liberación de electrones resulta en la formación de átomos ionizados, que libera energía en forma de luz o calor.	4
2.2. Sección transversal para ionización colisional de <i>Si IV</i> , si la energía cinética en el sistema supera el potencial de ionización, se abre un nuevo canal para la ionización. La sección transversal total se compone de múltiples componentes de subcapas con diferentes umbrales (Dopita & Sutherland, 2004).	5
2.3. Geometría de la dispersión de un fotón por un electrón que, al principio, está completamente inmóvil o sin movimiento inicialmente.	13
2.4. Esquema del efecto Compton inverso en el marco de referencia de laboratorio S y aquella en la que el electrón está en reposo S'	16

4.1. Funciones de enfriamiento de Koyama & Inutzuka (morado) y Plewa (verde y rojo) en función de la temperatura y de la metalicidad Z . En este trabajo se consideró metalicidad solar ($Z = Z_{\odot}$). 37

5.1. Diagramas de color-magnitud de cúmulos estelares. (a) corresponde a las Hyades, con datos obtenidos por la misión GAIA (Bossini et al., 2019). Notamos que posee una secuencia principal bien marcada, lo que permite determinar su edad, además se presentan los valores de extinción y fracción de metalicidad con respecto al sol. (b) Corresponde al diagrama HR de diferentes cúmulos abiertos. Las edades de los cúmulos se muestran a lo largo de la secuencia principal. La edad de un cúmulo se puede determinar a partir del punto en el que sus estrellas comienzan a abandonar la secuencia principal (Figura (b) adaptada de Caltech-Department of Astronomy). 40

5.2. Diagrama HR del cúmulo globular NGC 6362. Magnitud aparente en el eje vertical izquierdo en la banda V; magnitud en la banda B-V en la base. Las estrellas que se encuentran por encima del punto de separación han evolucionado y se han distanciado, mientras que otras ramas representan las etapas más avanzadas de la evolución estelar (Figura adaptada de Caltech-Department of Astronomy). 42

6.1. Diagrama universal de la luminosidad crítica L_{crit} (líneas) para tres distribuciones de densidad estelar (definidas por β), en función del tamaño de los cúmulos (R_{SC}/R_C). Los casos seleccionados (puntos) se encuentran a la misma distancia de su respectiva línea crítica. Recordar que por debajo de cada línea, el enfriamiento es cada vez menos importante y la soluciones son estacionarias. 53

6.2. Representación gráfica del mallado computacional. En el lado derecho se muestra cúmulo esférico del modelo propuesto, señalando los radios. Del lado izquierdo se muestra el mallado computacional simulado, mostrando la estructura y posición de las coordenadas r , θ y ϕ 56

6.3. Funciones de enfriamiento utilizadas en las simulaciones de exploración (ver Capítulo 4): datos tabulados por Plewa, línea verde; función compuesta con la parametrización de Koyama & Inutsuka (línea morada) + tabla de Plewa.	57
6.4. Mapas de temperatura del flujo multifase resultante para el modelo de prueba. Arriba y a la izquierda utilizando Koyama & Inutsuka + Plewa. Abajo y a la izquierda utilizando sólo Plewa. Los paneles de la derecha muestran únicamente las zonas con $T \leq 100$ K.	59
6.5. Diagramas de fase para los casos de prueba descritos en el texto: utilizando función de enfriamiento de Koyama & Inutsuka + Plewa (paneles superiores) y utilizando sólo Plewa (paneles inferiores).	60
7.1. Mapas de temperatura para el modelo MI. Paneles superiores- solución sin calentamiento por rayos cósmicos y utilizando la función de enfriamiento de Plewa: a la izquierda el flujo multifase y a la derecha la fase fría ($T < 100$ K). Paneles inferiores- solución con calentamiento por rayos cósmicos y utilizando la función de enfriamiento de Plewa: a la izquierda el flujo multifase y a la derecha la fase fría ($T < 100$ K).	62
7.2. Mapas de temperatura para el modelo MII. Paneles superiores- solución sin calentamiento por rayos cósmicos y utilizando la función de enfriamiento de Plewa: a la izquierda el flujo multifase y a la derecha la fase fría ($T < 100$ K). Paneles inferiores- solución con calentamiento por rayos cósmicos y utilizando la función de enfriamiento de Plewa: a la izquierda el flujo multifase y a la derecha la fase fría ($T < 100$ K).	63
7.3. Mapas de temperatura para el modelo MIII. Paneles superiores- solución sin calentamiento por rayos cósmicos y utilizando la función de enfriamiento de Plewa: a la izquierda el flujo multifase y a la derecha la fase fría ($T < 100$ K). Paneles inferiores- solución con calentamiento por rayos cósmicos y utilizando la función de enfriamiento de Plewa: a la izquierda el flujo multifase y a la derecha la fase fría ($T < 100$ K).	64

7.4.	Representación a un corte radial en un tiempo específico t para el modelo MI. La figura representa la densidad del flujo ρ [gr/cm ³] en este modelo en diferentes radios del dominio computacional.	66
7.5.	Se presenta la distribución de densidad en diferentes fases para el modelo MII. Al igual que en la Figura 7.4, este corte radial se realiza en un tiempo t específico. La figura permite observar cómo varía la densidad del flujo ρ [gr/cm ³] a través de diferentes radios en el modelo MII. . .	67
7.6.	Representación a un corte radial de el modelo MIII en un tiempo t específico. Notamos la densidad del flujo ρ [gr/cm ³] varia a diferentes radios, además estos están unidos por filamentos fríos.	68
7.7.	Curva de enfriamiento de Plewa (Plewa, 1995), donde las regiones coloreadas marcan las 4 fases identificadas de acuerdo a su temperatura: el medio molecular (MM _s), el medio neutro frío (MNF), el medio ionizado tibio (MIT) y el medio caliente ionizado (MCI). Los segmentos de color rojo marcan las partes térmicamente estables de la curva de enfriamiento. Figura adaptada de Schartmann et al. (2009).	69
7.8.	Diagramas de fase para el modelo MI. Los diagramas $n - P$ y $n - T$ revelan la coexistencia de diferentes fases en equilibrio de presión. Estos diagramas proporcionan una visión detallada de cómo se distribuyen las diferentes fases del medio interestelar.	70
7.9.	Diagramas de fase para el modelo MII). Al igual que el modelo MI, los diagramas $n - P$ y $n - T$ muestran la coexistencia de diferentes fases en equilibrio de presión. Las zonas marcadas en los diagramas definen cada fase del medio interestelar.	71
7.10.	Diagramas de fase para el modelo MIII. Los diagramas $n - P$ y $n - T$ muestran la coexistencia de diferentes fases en equilibrio de presión. La figura también muestra la fase molecular (zona A), que forma los grumos y filamentos observados en la solución hidrodinámica y que podría dar origen a una nueva generación de estrellas.	72

7.11. Se muestra la evolución de la masa en diferentes fases del medio interestelar para el modelo MI. Se observa que después de ~ 0.5 Myr ($\log t = 3.5$) la mayor parte de la masa se encuentra en la fase molecular ($T < 100$ K, líneas azules). La solución para este modelo se estabiliza después de 700 mil años. 74

7.12. Se muestra la evolución de la masa contenida en diferentes fases para el modelo MII. Se observa que después de ~ 0.56 Myr ($\log t = 3.7$), la mayor parte de la masa está contenida en la componente molecular ($T < 100$ K, líneas azules). La solución para este modelo se estabiliza aproximadamente después de 600 mil años. 75

7.13. Gráfico de la evolución de la masa en diferentes fases para el modelo MIII. En este caso, se observa que la fase más fría aparece primero debido a que la masa reinsertada por las estrellas se deposita en un volumen menor, lo cual implica un incremento significativo de la tasa de enfriamiento. La solución para este modelo también se estabiliza aproximadamente después de 650 mil años. 76

7.14. Se muestra la velocidad característica del flujo en cada fase para el modelo MI. El panel superior (a) muestra la velocidad radial medida en cada celda del dominio computacional, con una escala de colores que corresponde a la temperatura en cada celda. El panel inferior (b) muestra el perfil de velocidad radial promedio para cada fase. Se observa que el gas ionizado caliente (línea roja) sigue el perfil de la solución adiabática y excede el 80 % de la velocidad terminal adiabática (1000 km/s). El medio molecular no supera el 30 % de la velocidad terminal. 78

7.15. Velocidad característica del flujo en cada fase para el modelo MII. Al igual que en el modelo MI, el panel superior (a) muestra la velocidad radial medida en cada celda del dominio computacional, con una escala de colores que corresponde a la temperatura en cada celda. El panel inferior (b) muestra el perfil de velocidad radial promedio para cada fase. Se observa que el gas ionizado caliente (línea roja) sigue el perfil de la solución adiabática y alcanza el 80 % de la velocidad terminal adiabática (1000 km/s). El medio molecular no supera el 30 % de la velocidad terminal. 79

7.16. Se muestra la velocidad característica del flujo en cada fase para el modelo MIII. El panel superior (a) muestra la velocidad radial medida en cada celda del dominio computacional, con una escala de colores que corresponde a la temperatura en cada celda. El panel inferior (b) muestra el perfil de velocidad radial promedio para cada fase. Se observa que el gas ionizado caliente (línea roja) sigue el perfil de la solución adiabática y excede el 80 % de la velocidad terminal adiabática (1000 km/s). El medio molecular no supera el 30 % de la velocidad terminal. 80

7.17. Se muestran los filamentos de gas frío para el modelo MI, donde ρ [gr/cm³] corresponde a la densidad del flujo. Se marcan en negro los filamento en cada caso (a), (b) y (c), a los cuales se les calculó la masa. 82

7.18. Se muestra los filamentos de gas frío para el modelo MII, donde ρ [gr/cm³] corresponde a la densidad del flujo. Al igual que en el modelo MI, se marcan en negro los filamentos para cada caso (a), (b) y (c), a los cuales se les calculó la masa. 83

7.19. Esta figura muestra los filamentos de gas frío para el modelo MIII, donde ρ [gr/cm³] corresponde a la densidad del flujo. Se marcan en negro los filamentos para cada caso (a), (b) y (c), a los cuales se les calculó la masa. 84

Capítulo 1

Introducción

Los súper cúmulos estelares (SSC por sus siglas en inglés) son cúmulos estelares jóvenes, con tamaños similares a los cúmulos globulares pero al menos dos órdenes de magnitud más masivos. Los flujos gaseosos de alta velocidad impulsados por estos cúmulos, conocidos como vientos de cúmulos estelares, tienen efectos importantes sobre el medio interestelar. Los modelos de vientos generados por súper cúmulos estelares han evolucionado notablemente desde el trabajo pionero de Chevalier & Clegg (1985), en el cual postulaban que cuanto más masivo era el cúmulo, más potentes eran sus vientos. Este modelo considera una distribución de densidad estelar constante, cuya solución es un viento adiabático estacionario. Posteriormente, Rodríguez-González et al. (2007), amplió este modelo y presentó una solución hidrodinámica para cúmulos con una distribución estelar de ley de potencias, donde presentaron una formulación analítica que permite determinar la tasa de deposición de energía en función del tamaño del cúmulo. En los trabajos de Silich et al. (2004, 2011), se identificó la importancia del enfriamiento radiativo en la solución hidrodinámica. Su modelo semi-analítico señala que en el caso de súper cúmulos con densidad de estrellas uniforme, el gas mostraba inestabilidad térmica con consecuencias de enfriamiento. La región térmicamente inestable crecía a medida que se consideraban cúmulos de mayor masa. Por otro lado, Wünsch et al. (2007) determinan el límite crítico para la luminosidad (o equivalentemente la masa) de cúmulos con densidad estelar constante, límite que

separa soluciones de viento estacionario cuasi-adiabáticas de soluciones no estacionarias con enfriamiento muy rápido e intenso, usualmente denominado enfriamiento catastrófico. Palouš et al. (2013), presentan una solución estacionaria para cúmulos con distribuciones de estrellas más realistas, que se asemejan a las observadas en los cúmulos estelares, en este caso densidades estelares de tipo Schuster. En su trabajo, determinan la luminosidad crítica por encima de la cual el enfriamiento radiativo se vuelve dominante dentro de los cúmulos, pero no exploraron los casos por encima de esta luminosidad.

La presente tesis considera los trabajos de los autores citados para presentar una solución hidrodinámica del viento de súper cúmulos estelares con perfiles de densidad estelar realistas que evolucionan en un régimen de enfriamiento radiativo catastrófico, considerando también el efecto del calentamiento por rayos cósmicos en los filamentos fríos y densos que se forman en la solución hidrodinámica del material reinsertado por estrellas masivas en cúmulos estelares. Esto último debido a que los rayos cósmicos son capaces de penetrar en el medio interestelar denso, ionizarlo y en consecuencia calentarlo. Dicho efecto de calentamiento es especialmente notable en las nubes moleculares, donde incluso las radiaciones ionizantes ultravioleta (UV) y los rayos X tienen bajo porcentaje de penetración.

A continuación se describe la estructura de la tesis. En el Capítulo 2, se describen los procesos radiativos que tienen lugar en el medio interestelar, para comprender el modelo que se propone en esta tesis. En el Capítulo 3, se describen las características de las diferentes fases que conforman el medio interestelar. Los procesos de calentamiento y enfriamiento del medio interestelar se presentan en el Capítulo 4. Una descripción general sobre las propiedades de los cúmulos estelares y su clasificación se da en el Capítulo 5. En el Capítulo 6, se describen las suposiciones relevantes que conllevan a ecuaciones físicas descritas en un código numérico usado en simulaciones que permiten proponer un modelo hidrodinámico. En el Capítulo 7 se muestran los resultados obtenidos. Las conclusiones de la tesis se presentan en el Capítulo 8.

Capítulo 2

Procesos Radiativos

En este capítulo se hace una revisión de los procesos radiativos que tienen lugar en el medio interestelar, haciendo énfasis en aquellos que son pertinentes en esta tesis. Muestra los principales mecanismos de ionización (procesos de calentamiento) en el material que constituye el medio interestelar, incluyendo átomos y moléculas, la recombinación electrónica y su subsecuente emisión de fotones (procesos de enfriamiento), la interacción entre partículas y fotones, y la interacción de partículas con campos electromagnéticos. El capítulo se basa principalmente en los textos Rybicki & Lightman (1991), Osterbrock & Ferland (2006), Longair (2010), entre otros.

2.1. Ionización

La ionización ocurre cuando los átomos y moléculas adquieren una carga negativa o positiva, ya sea perdiendo o ganando electrones. Existen dos interacciones importantes de ionización, la ionización por colisión y la fotoionización. La primera se debe a la interacción entre partículas, llámese electrones, protones, átomos o moléculas. La segunda, ocurre por interacción de fotones de energías específicas con partículas, también con propiedades específicas.

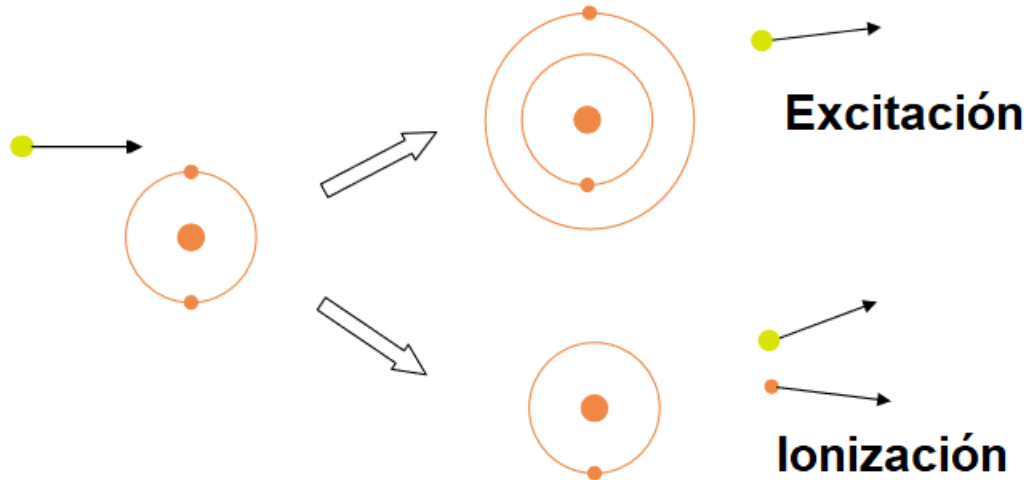


Figura 2.1: Procesos de excitación e ionización. Una partícula con carga eléctrica (marcada en color amarillo) con una energía $\hbar\nu$, incide hacia un átomo eléctricamente neutro. El proceso de excitación ocurre cuando uno de sus electrones del átomo pase a un nivel de mayor energía. Esta transición energética crea un estado excitado en el electro que eventualmente decae a un nivel de menor energía emitiendo luz en el proceso. La ionización ocurre cuando un electrón adquiere suficiente energía $\hbar\nu'$ para desprenderse del átomo. Esta liberación de electrones resulta en la formación de átomos ionizados, que libera energía en forma de luz o calor.

Ionización por colisión

La ionización por colisión ocurre cuando un electrón e^- impacta con un ion A con carga $i+$, con suficiente energía para remover un electrón ligado al ion, la siguiente reacción representa este proceso:



La energía $\Delta E_{A^{i+}}$ es el potencial de ionización, es decir, la energía mínima necesaria para desprender un electrón de un átomo. Durante este proceso, la energía que se requiere para desprender los electrones se adquiere de la energía cinética del gas de electrones. Por lo tanto, a medida que ocurre la ionización por colisión, la energía cinética promedio de los electrones disminuye y como resultado el gas de electrones se enfría. Sin embargo, cuando la energía cinética del sistema (el gas de electrones) supera un cierto límite, se abre un nuevo canal de ionización. En este caso, la sección

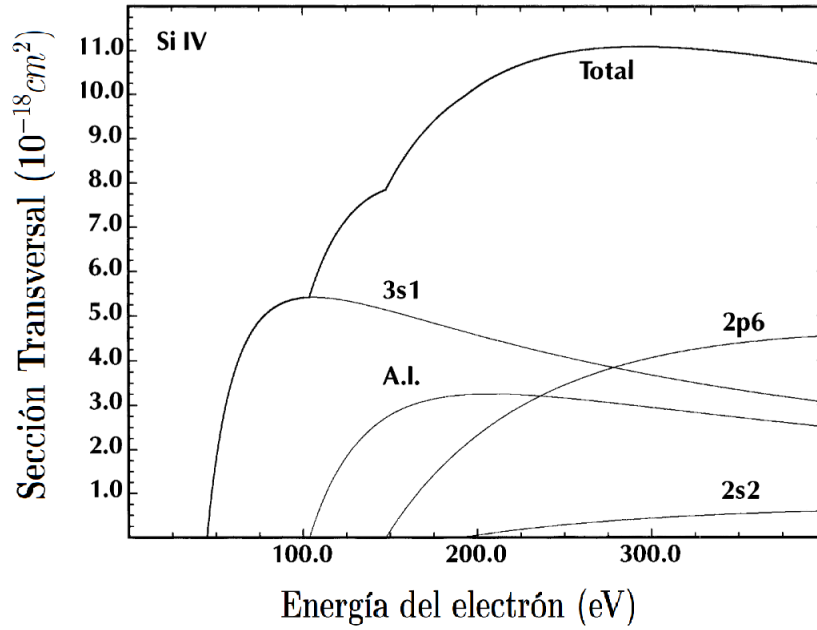


Figura 2.2: Sección transversal para ionización colisional de Si IV , si la energía cinética en el sistema supera el potencial de ionización, se abre un nuevo canal para la ionización. La sección transversal total se compone de múltiples componentes de subcapas con diferentes umbrales (Dopita & Sutherland, 2004).

transversal de ionización, que es una medida de la probabilidad de que ocurra la ionización, se incrementa significativamente. Esto implica que a energías cinéticas altas, es más probable que ocurra la ionización por colisión. En la Figura 2.2 vemos este efecto para el caso del silicio tres veces ionizado (Si IV). Los procesos de ionización colisional y excitación colisional son muy similares, con la diferencia de que la primera ocurre a varios niveles continuos por arriba del potencial de ionización en cuestión, mientras que la segunda ocurre para valores discretos de energía (la energía precisa para excitar electrones en los diferentes niveles en el átomo).

A continuación se presentan las variables y expresiones relevantes de la ionización colisional. Dada una población de electrones con distribución de velocidades térmicas de Maxwell, la tasa de colisiones por unidad de tiempo y unidad de volumen $R_{col}^{A,i} (\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ para un átomo A en su estado i -ésimo de ionización en un plasma n_e

y de iones $n_{A,i}$ está dada por:

$$R_{col}^{A,i} = n_e n_{A,i} \alpha_{col}^{A,i} \quad (2.2)$$

donde $\alpha_{col}^{A,i}$ depende de la sección transversal $\sigma_{col}(E)$, que a su vez es función de la energía E de los electrones:

$$\alpha_{col}^{A,i} = \int_I^\infty \sigma_{col}(E) E f(E) dE \text{ cm}^3 \text{s}^{-1} \quad (2.3)$$

siendo $f(E)$ la distribución de electrones con energías en el intervalo $(E, E + dE)$, I es la energía mínima de ionización. Esta sección transversal ha sido calculada por diferentes autores como Arnaud & Rothenflug (1985) y Sutherland & Dopita (1993), quienes realizaron un ajuste de parámetros para cada canal de la sección transversal de colisión. Ellos obtienen que la sección transversal, para el canal m , se determina de la siguiente relación:

$$u I_{A,i}^2 \sigma_{col}(m, u) = A \left(1 - \frac{1}{u}\right) + B \left(1 - \frac{1}{u}\right)^2 + c \ln u + \frac{D}{u} \ln u, \quad (2.4)$$

donde A, B, C, D son constantes a determinar y $u = E/I_{A,i}$, con $I_{A,i}$ la energía de ionización del ion. El resultado que obtienen para la sección transversal es:

$$\alpha_{col}^{A,i} = \frac{6.69 \times 10^{-7}}{k_B T_e^{3/2}} \sum_{m=1}^{m_{max}} \frac{\exp(-x_m)}{x_m} \Phi(x_m) \quad (2.5)$$

donde

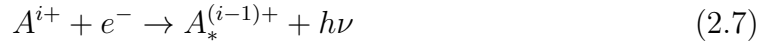
$$\Phi(x) = A + B(1 + x) - [C + Ax - B(2x - x^2)] E_1(x) \exp(x) + D E_2(x) \exp(x) \quad (2.6)$$

con E_1, E_2 los primeros valores exponenciales de la integral, T_e la temperatura, k_B la constante de Boltzmann y A, B, C, D coeficientes a calcular. Para energías de impacto cerca del límite $k_B T_e \ll I_{A,i}$, la contribución de valores a energías mas altas ($n > 1$)

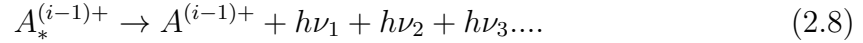
pueden ser ignorados. De esta manera, los coeficientes se estiman con buena precisión en aquellos casos en los que puedan faltar estimaciones de laboratorio o teóricas.

Recombinación radiativa

La recombinación radiativa es el proceso de captura de un electrón por un ion, en el que el exceso de energía del electrón se irradia en forma de una onda electromagnética (fotón). El ion recombinado, pero aún excitado, irradia varios fotones en una cascada radiativa, a medida que regresa al estado fundamental, la reacción es la siguiente:



entonces



El fotón de la Ecuación (2.7) representa un fotón continuo de recombinación. Por otro lado, los fotones $h\nu_1, h\nu_2, h\nu_3 \dots$ representan transiciones cuantizadas entre estados ligados y se denominan líneas de recombinación. En un gas que se está recombinando, en cualquier estado n de cualquier ion, los subniveles l no están poblados en proporción a sus pesos estadísticos, como sería el caso en un plasma en equilibrio termodinámico local.

Para un ion dado de un elemento, A^{i+} , la tasa de recombinación radiativa $R_{rec}^{A,i} [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}]$, al nivel n por unidad de tiempo y volumen se expresa en función de las densidades numéricas del ion de mayor grado de ionización ($n_{A,i+1}$) y de los electrones (n_e) y en función de la sección transversal de captura electrónica $\sigma_{rec}^{A,i}(n, v)$ al nivel n del ion A^i , que a una velocidad electrónica v , se expresa como:

$$R_{rec}^{A,i}(n, T_e) = n_e n_{A,i+1} \int_0^\infty \sigma_{rec}^{A,i}(n, v) \left[1 + \frac{c^3 \rho(\nu)}{8\pi h \nu^3} \right] v f(v) dv = n_e n_{A,i+1} \alpha_{rad}^{A,i}(n, T_e) \quad (2.9)$$

donde $\rho(\nu)$ es la densidad de radiación a la frecuencia ν del fotón continuo de recom-

binación, producido por la recombinación al nivel n , $f(v)$ es la función de distribución de Boltzmann para los electrones a temperatura electrónica T_e y h es la constante de Planck. El segundo término entre corchetes representa la recombinación inducida por radiación, análogo al término de emisión estimulada en la teoría de líneas de emisión. Así, la tasa efectiva total de recombinación a todos los estados puede escribirse como la suma de la tasa de recombinación a cada estado:

$$\alpha_{rad}^{A,i}(T_e) = \sum_n \alpha(n, T_e). \quad (2.10)$$

Para los iones con composiciones nucleares parecidas al hidrógeno (como lo son el ion Hidruro, de Deuterio, de Tritio, etc.) las tasas de recombinación radiativas, son

$$\alpha_{rad}^{A,i}(T_e) = 5.197 \times 10^{-14} Z \lambda^{1/2} (0.4288 + 0.4 \ln[\lambda] + 0.469 \lambda^{-1/3}) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (2.11)$$

donde $\lambda = I(A^i)/k_B T_e = 157890 Z^2 / T_e$. Para el hidrógeno, α_{rad}^H se aproxima a una ley de potencias, de forma que:

$$\alpha_{rad}^H(T_e) = 4.18 \times 10^{-13} (T_e/10^4 K)^{-0.72} [\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}] \quad (2.12)$$

que es valido para el hidrógeno en el rango de temperatura 5000 – 20000 K. Para los iones con composiciones nucleares diferentes al hidrógeno (como el Helio, Litio, Carbón, etc.), se tiene que $\alpha_{rad}^{A,i}$ es a menudo aproximado a una ley de potencias en función de temperaturas electrónicas T_e :

$$\alpha_{rad}^{A,i}(T_e) = A_{rad}^{A,i} (T_e/10^4 K)^{-\eta} [\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}] \quad (2.13)$$

donde $A_{rad}^{A,i}$ es una constante de escala para cada átomo A e ion i, y η es ley de potencia adecuada para composiciones nucleares diferentes al hidrógeno.

Ecuación de Saha

Para determinar la distribución de átomos en los diferentes estados de ionización, se utiliza la ecuación de Saha; este se obtiene de la ley de Boltzmann:

$$\frac{dN_{A,0}^+(v)}{N_{A,0}} = \frac{g}{g_0} \exp \left[-\frac{(I_{A^i} + \frac{1}{2}m_e v^2)}{k_B T} \right], \quad (2.14)$$

donde I_{A^i} es el potencial de ionización. El diferencial del número de iones en el estado base es $dN_{A,0}(v)$, con electrones en el intervalo de velocidad $(v, v + dv)$ y $N_{A,0}$ es el número de átomos en el estado base. La multiplicidad del átomo en su estado base es g_0 , T la temperatura y k_B la constante de Boltzmann. La multiplicidad g es el producto de la multiplicidad del ion en su estado base g_0^+ y la multiplicidad diferencial del electrón g_e :

$$g = g_0^+ g_e \quad (2.15)$$

La multiplicidad g_e esta dada como

$$g_e = \frac{2dx_1 dx_2 dx_3 dp_1 dp_2 dp_3}{h^3} \quad (2.16)$$

donde el factor 2 es debido a los dos estados de spin. El elemento de volumen satisface que $dx_1 dx_2 dx_3 = 1/N_e$, donde N_e es la densidad numérica de electrones. Como los electrones tienen una distribución isotrópica de velocidad, se tiene que los cambios en los momentos es:

$$dp_1 dp_2 dp_3 = 4\pi m_e^3 v^2 dv. \quad (2.17)$$

Al sustituir e integrar sobre todos los valores de v y dada la sustitución $x = (m_e/2k_B T)^{1/2} v$ se tiene

$$\frac{N_{A,0}^+ N_e}{N_{A,0}} = \left(\frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{2g_0^+}{g_0} e^{-I_{A^i}/k_B T}. \quad (2.18)$$

Para encontrar el número de átomos o iones en cualquier estado, se utiliza la ley de Boltzmann:

$$\frac{N_{A,0}}{N} = \frac{g_0}{U(T)}, \quad \frac{N_{A,0}^+}{N^+} = \frac{g_0^+}{U^+(T)}. \quad (2.19)$$

Así, finalmente, la ecuación de Saha es:

$$\frac{N_{A,i}^+ N_e}{N} = \frac{2U^+(T)}{U(T)} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-I_{A^{i+}}/k_B T}. \quad (2.20)$$

Aquí N y $N_{A,i}^+$ son las densidades de átomos neutros y los átomos ionizados una vez, respectivamente. U^+ y $U(T)$ son las correspondientes funciones de partición. Un cálculo similar da la ecuación general de Saha que conecta cualquier estado de ionización con el estado anterior.

$$\frac{N_{A,i+1} N_e}{N_{A,i}} = \frac{2U_{i+1}(T)}{U_i(T)} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-I_{A^i}/k_B T}, \quad (2.21)$$

donde los subíndices $(i+1)$ corresponde a un nivel de ionización superior al del estado inferior i .

Fotoionización

La fotoionización es el proceso cuando un electrón se desprende de un átomo mediante la interacción con un fotón. Este proceso se representa de la siguiente manera:

$$A^i + h\nu \rightarrow A^{(i+1)+} + e^- + \Delta E \quad (2.22)$$

donde $h\nu$ es la energía del fotón incidente y ΔE el cambio de energía que ocurre durante el proceso de fotoionización. Si el fotón incidente tiene suficiente energía, puede dejar al átomo en un estado excitado que posteriormente decae por una cascada radiativa para volver a bajar al estado base:

$$A^i + h\nu \rightarrow A_{\star}^{(i+1)} + e^- + \Delta E, \quad (2.23)$$

luego

$$A_{\star}^{(i+1)} \rightarrow A^{(i+1)} + h\nu_1 + h\nu_2 + \dots \quad (2.24)$$

De este modo, un número significativo de vías adicionales al proceso de fotoionización están disponibles, aumentando la sección transversal de fotoionización. Cuando se incrementa la energía del fotón incidente es posible eliminar uno de los electrones dentro la capa interna mediante la fotoionización, lo que también resulta en un cambio en la configuración electrónica de la especie excitada. Esto puede ser seguido por un reajuste radiativo que lleva de regreso al estado base. Sin embargo, también puede ocurrir otra forma de fotoionización, la ionización Auger. Esta es una fotoionización desde una capa interna, seguida de una autoionización sin radiación y se completa con una cascada radiativa de regreso al estado base:

$$\begin{aligned} A^i + h\nu &\rightarrow A_{**}^{(i+1)+} + e^- + \Delta E_1, \\ A_{**}^{(i+1)+} &\rightarrow A_*^{(i+m+1)} + ne^- + \Delta E_2, \\ A_*^{(i+m+1)} &\rightarrow A^{(i+m+1)} + h\nu_1 + h\nu_2\dots \end{aligned}$$

En la fotoionización de la capa interna seguida de la ionización de Auger, se producen dos electrones de alta energía. El primero proviene de la fotoionización primaria y el segundo de la ionización de Auger. Estos electrones supratermales pueden calentar el gas o llevar a cabo procesos de excitación e ionización colisionales en iones presentes en la zona parcialmente ionizada, lo cual puede ser relevante en la interacción de electrones acelerados con el gas. El proceso inverso a la fotoionización desde un nivel dado en un átomo o ion es la recombinación radiativa de un electrón en ese mismo nivel. La relación de Milne es una ecuación que relaciona la sección transversal de fotoionización con la sección transversal de recombinación, y se deriva utilizando el principio de equilibrio detallado en la condición de equilibrio termodinámico local. En esta condición, el equilibrio detallado requiere que todas las tasas de los diferentes procesos atómicos estén equilibradas por las tasas de sus procesos inversos. Esta ecuación está dada como

$$(m_e c v^2) \sigma_{rec}(v) = \frac{g_i}{g_i + 1} (h\nu)^2 \sigma_{foto}(\nu) \quad (2.25)$$

donde m_e es la masa de un electrón, v es la velocidad del electrón que se recombina, $\sigma_{\text{rec}}(v)$ es la sección transversal de recombinación. En la Ecuación (2.25), g_i es el peso estadístico del estado inicial del electrón que se recombina, $h\nu$ la energía del fotón incidente y $\sigma_{\text{foto}}(\nu)$ la sección transversal de fotoionización.

Para iones de tipo H, la sección transversal de fotoionización, $\sigma_{1s}(E)$ [cm^2], con una energía umbral $E_{1s} = Z^2 I_H$, se puede calcular aproximadamente (para ν grande) de la siguiente manera:

$$\sigma_{1s}(\nu) = \frac{2^9 \pi^2 \alpha a_0^2}{3Z^2 e^4} \left(\frac{E_{1s}}{h\nu} \right)^{3.5} = \frac{6.3042 \times 10^{-18}}{Z^2} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-3.5} [\text{cm}^2]. \quad (2.26)$$

Aquí, I_H es el potencial de ionización del hidrógeno, ν_0 es la frecuencia asociada, α es la constante de estructura fina y a_0 es el radio de Bohr, además Z representa el número atómico del ion y E_{1s} es el potencial de ionización del átomo de Hidrógeno, específicamente el potencial necesario para desprender un electrón del orbital $1s$, el estado fundamental. Para otros átomos e iones, a menudo se utiliza una fórmula de interpolación en la forma dada por Daltabuit & Cox (1972):

$$\sigma_{\text{photo}}(\nu) = \sigma_0 \left[\beta \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-s} + (1 - \beta) \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-s+1} \right], \quad (2.27)$$

donde ν_0 la frecuencia en el umbral y σ_0 , β y s son parámetros de ajuste.

2.2. Interacción Compton y Compton inverso

El efecto Compton, es la dispersión de un fotón de alta frecuencia después de interactuar con una partícula cargada estacionaria en un marco de referencia, generalmente un electrón, en esta interacción disminuye la energía del fotón y aumenta la energía del electrón. Si pasa lo contrario, es decir si una partícula de alta energía interactúa con un fotón de baja energía, la partícula le cede energía al fotón, a este proceso se le denomina efecto Compton inverso.

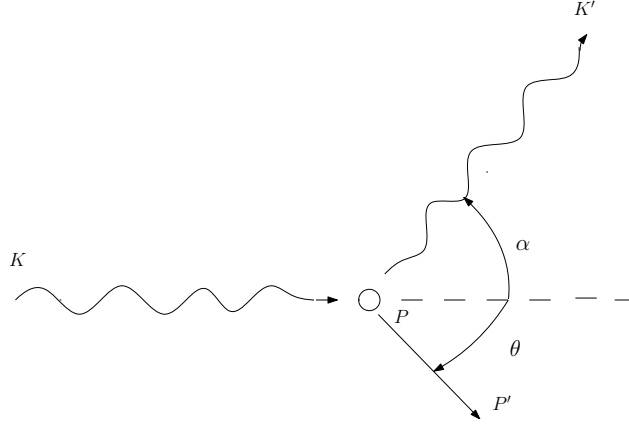


Figura 2.3: Geometría de la dispersión de un fotón por un electrón que, al principio, está completamente inmóvil o sin movimiento inicialmente.

Efecto Compton

Para determinar ésta interacción, se supone que el electrón se mueve con velocidad \mathbf{v} en un marco de referencia S . En la Figura 2.3, tenemos que el momento del electrón antes y después de la colisión es:

$$\mathbf{P} = [\gamma m_e c, \gamma m_e \mathbf{v}] \quad , \quad \mathbf{P}' = [\gamma' m_e c, \gamma' m_e \mathbf{v}'] \quad (2.28)$$

donde γ es el factor de Lorentz dado por $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, m_e es la masa del electrón, c es la velocidad de la luz, y \mathbf{v} es la velocidad del electrón.

Por otro lado, el momento del fotón antes y después de la colisión será

$$\mathbf{K} = \left[\frac{\hbar\omega}{c}, \frac{\hbar\omega}{c} \mathbf{i}_k \right] \quad \mathbf{K}' = \left[\frac{\hbar\omega'}{c}, \frac{\hbar\omega'}{c} \mathbf{i}_{k'} \right] \quad (2.29)$$

Donde \hbar es la constante de Planck reducida, ω es la frecuencia angular, c la velocidad de la luz y $(\mathbf{i}_k, \mathbf{i}_{k'})$ se refieren a los vectores unitarios que indican la dirección de propagación de los fotones antes y después de la colisión. Dado que la colisión conserva el momento se tiene que

$$\mathbf{P} + \mathbf{K} = \mathbf{P}' + \mathbf{K}' \quad (2.30)$$

Elevando al cuadrado, usando las propiedades de la norma del momento, se tiene

que el ángulo de dispersión, estará dado por $i_k \cdot i_{k'} = \cos \alpha$, mientras que el ángulo que se forma entre la dirección de propagación del fotón y el vector de velocidad del electrón será θ , y el ángulo después de la colisión es θ' . Entonces $\cos \theta = \mathbf{i}_k \cdot \mathbf{v}/|\mathbf{v}|$ y $\cos \theta' = \mathbf{i}_{k'} \cdot \mathbf{v}'/|\mathbf{v}'|$, usando estas expresiones se obtiene el cambio de frecuencias entre el estado inicial y el estado excitado del fotón:

$$\frac{\omega'}{\omega} = \frac{1 - (v/c) \cos \theta}{1 - (v/c) \cos \theta' + (\hbar\omega/\gamma m_e c^2)(1 - \cos \alpha)}. \quad (2.31)$$

La Ecuación (2.31), nos da la expresión para describir el efecto Compton. Cuando el fotón colisiona con un electrón estacionario, $v = 0$ y $\gamma = 1$, se tiene que

$$\frac{\omega'}{\omega} = \frac{1}{1 + (\hbar\omega/m_e c^2)(1 - \cos \alpha)} \quad (2.32)$$

donde se puede identificar que

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos \alpha) \quad (2.33)$$

Esto indica que $\omega'/\omega = \lambda/\lambda'$, es decir, la longitud de onda del fotón aumenta en el proceso de dispersión y su frecuencia (por lo tanto también su energía) disminuye. En el límite cuando la energía del fotón es mucho menor que la energía del electrón, $\hbar\omega \ll \gamma m_e c^2$ se tiene que el cambio de frecuencia es

$$\frac{\omega' - \omega}{\omega} = \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{v}{c} \frac{(\cos \theta - \cos \theta')}{[1 - (v/c) \cos \theta']}. \quad (2.34)$$

A primer orden se tiene que el cambio de frecuencia es $\sim v/c$. Además, en primer orden, si los ángulos θ y θ' se distribuyen al azar, un fotón tiene la misma probabilidad de disminuir su energía que de aumentarla. El efecto Compton se considera para las partículas con velocidades cercanas a la de la luz, pero para el caso en que $v \ll c$ o si el fotón tiene energía mucho menor que la energía del electrón $\hbar\omega \ll m_e c^2$ en el marco de referencia del centro de momento, en el cual la sección transversal de Thomson

está dada como

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0^2 m_e^2 c^4} = 6.653 \times 10^{-29} \text{ m}^2. \quad (2.35)$$

donde $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ es el radio del electrón.

Si un fotón de energía $\hbar\omega$ colisiona con un electrón estacionario, el marco de referencia del centro de momento se mueve a una velocidad:

$$\frac{v}{c} = \frac{\hbar\omega}{m_e c^2 + \hbar\omega} \quad (2.36)$$

Por tanto, cuando la energía del fotón es parecida a la energía del electrón $\gamma\hbar\omega \sim m_e c^2$, se tiene que usar la versión cuántica de de la sección transversal, en este caso se usa la sección transversal de Klein-Nishina, que se puede expresar con la siguiente fórmula

$$\sigma_{K-N} = \pi r_e^2 \frac{1}{x} \left\{ \left[1 - \frac{2(x+1)}{x^2} \ln(2x+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{x} - \frac{1}{2(2x+1)^2} \right] \right\} \quad (2.37)$$

donde $x = \hbar\omega/m_e c^2$ la relación entre las energías y es adimensional y $r_e = e^2$ el radio del electrón. En el caso de fotones de baja energía, $x \ll 1$, por lo que la Ecuación (2.37) se reduce a

$$\sigma_{K-N} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 (1 - 2x) = \sigma_T (1 - 2x) \approx \sigma_T. \quad (2.38)$$

Mientras que para el límite ultra-relativista $\gamma \gg 1$, la sección transversal de Klein-Nishina queda como

$$\sigma_{K-N} = \pi r_e^2 \frac{1}{x} \left(\ln 2x + \frac{1}{2} \right) \quad (2.39)$$

en donde la sección transversal disminuye como x^{-1} . Si el átomo tiene Z electrones, la sección transversal por átomo es simplemente $Z\sigma_{K-N}$.

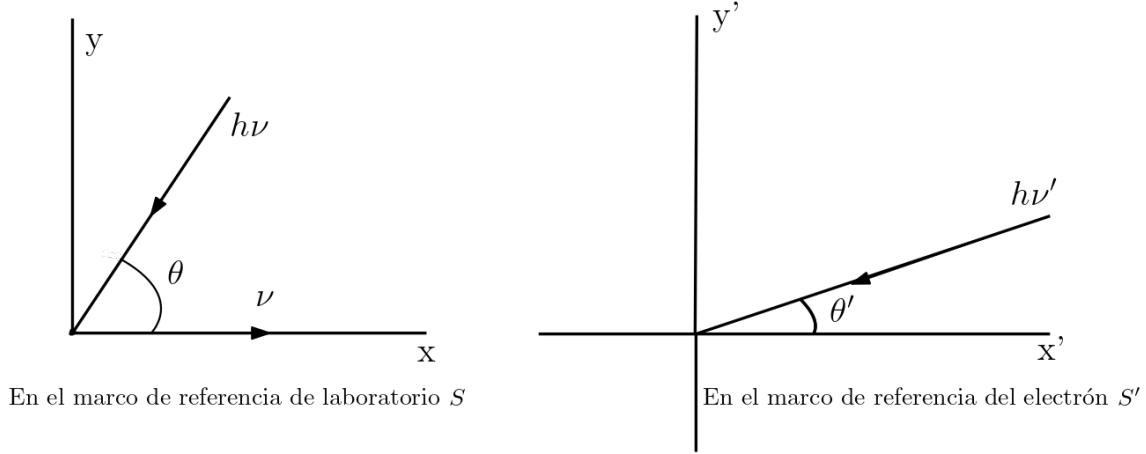


Figura 2.4: Esquema del efecto Compton inverso en el marco de referencia de laboratorio S y aquella en la que el electrón está en reposo S' .

Efecto Compton Inverso

En este proceso, las partículas ultra relativistas interactúan con fotones de baja energía, de tal manera que los fotones ganan energía a costa de la energía cinética de las partículas. Ejemplo de esto es la interacción de rayos cósmicos con los fotones del fondo cósmico de microondas (CMB) y fotones infrarrojos, obteniendo fotones con energías desde KeV (rayos-X) hasta varios GeV (rayos gamma)(Jones, 1968; Di Domenico, 1991). El esquema del efecto Compton inverso se ilustra en la Figura 2.4, la cual muestra la colisión entre un fotón y un electrón relativista, visto desde el marco de referencia del laboratorio S y en el marco de reposo del electrón S' . Para el caso en el que la energía de masa en reposo de el electrón es mayor que la energía del fotón $\gamma\hbar\omega \ll m_e c^2$ con γ el factor de Lorentz, el marco de referencia del centro de momento es muy cercano al del electrón relativista. Si la energía del fotón es $\hbar\omega$ y el ángulo de incidencia es θ en S , su energía en el marco S' , de acuerdo al efecto Doppler relativista es:

$$\hbar\omega' = \gamma\hbar\omega[1 + (v/c)\cos\theta] \quad (2.40)$$

El ángulo de incidencia θ' en el marco de referencia S' , es relacionado a θ en el marco de referencia S como

$$\sin\theta' = \frac{\sin\theta}{\gamma[1 + (v/c)\cos\theta]}; \quad \cos\theta' = \frac{\cos\theta + v/c}{\gamma[1 + (v/c)\cos\theta]} \quad (2.41)$$

Dado que $\hbar\omega' \ll m_e c^2$, el efecto Compton en el marco de reposo del electrón es del tipo dispersión de Thomson y, por lo tanto, la tasa de pérdida de energía del electrón en S' es la tasa a la cual la energía es re-irradiada por el electrón. Entonces, la tasa de pérdida de energía será:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)' = \sigma_{TC} u'_{rad} \quad (2.42)$$

donde u'_{rad} es la densidad de energía de radiación en el marco de reposo del electrón S' . El valor de esta u'_{rad} está dado como:

$$u'_{rad} = [\gamma(1 + (v/c)\cos\theta)]^2 u_{rad} \quad (2.43)$$

El efecto de dispersión Compton inverso es un medio efectivo para crear fotones de muy alta energía. También se convierte en pérdida de energía para los electrones cuando atraviesan regiones con alta densidad de radiación.

2.3. Radiación de frenado

En el caso de un proceso libre-ligado (free-bound), el electrón era libre antes de la interacción y es atrapado por el campo eléctrico de un átomo, generalmente queda en un estado excitado y después decae al estado base en cascadas emitiendo fotones con energía igual a la diferencia de energía de los niveles en los que hace la transición. En este caso el espectro es de líneas de emisión que ocurren a energías específicas dependiendo del nivel de la transición. En el caso de los procesos ligado-libre (bound-free), el electrón es desprendido del átomo ya sea por colisión o por fotoionización. Si es por fotoionización el espectro es de líneas de absorción, las líneas aparecen en la

longitud de onda de la radiación absorbida, si es por colisión el espectro es continuo.

La radiación de frenado, también conocida como Bremsstrahlung, se refiere a la radiación libre-libre (free-free). Es el proceso que domina a altas temperaturas $> 10^7\text{K}$ en la curva de enfriamiento, donde todo el material ya se encuentra ionizado, es decir, el electrón incidente (libre) no es capturado y termina siendo libre, pero su cambio de dirección hace que emita radiación. Este proceso puede ocurrir para cualquier energía del electrón, entonces el espectro de emisión que se obtiene es un continuo. Esta radiación se produce en regiones HII con una densidad de electrones $n_e \lesssim 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ y una relación de densidad entre electrones y átomos de hidrógeno $n_e/n_H \gg 1$.

Para el caso de radiación libre-libre, la emisión total por unidad de tiempo, por unidad de volumen y por unidad de intervalo de frecuencia, en cualquier régimen, se expresa en términos de un factor de corrección o factor de Gaunt $g_{ff}(v, \omega)$, de la siguiente manera:

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}c^3 m^2 v^2} n_e n_i Z^2 g_{ff}(v, \omega) \quad (2.44)$$

El factor de Gaunt es una función específica de la energía del electrón y de la frecuencia de emisión. Una aplicación interesante de estas fórmulas es el Bremsstrahlung térmico. Esto es, se promedia la expresión de velocidad anterior sobre una distribución térmica de velocidades. Y da como resultado un valor para la emisión térmica Bremsstrahlung ($\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$) de:

$$\epsilon^{ff} = \frac{dW}{dV dt} = 1.4 \times 10^{-27} T^{1/2} n_e n_i Z^2 g_B \quad (2.45)$$

donde g_B es un promedio adimensional de frecuencia del factor de Gaunt promediado en velocidad, que está en el rango de 1.1 a 1.5.

Radiación de frenado libre-ligado

En el caso de un proceso libre-ligado (free-bound), el electrón que se encontraba libre antes de la interacción es atrapado por el campo eléctrico de un átomo. Este generalmente queda en un estado excitado y después decae en cascadas al estado

base, emitiendo fotones con energía igual a la diferencia de energía de los niveles en los que hace la transición. Cuando ocurre una transición de un estado de energía ligado a un estado libre, las energías de transición van desde la diferencia de energía entre el nivel de energía ligado y el potencial de ionización del ion, donde comienza el continuo, hasta la energía más alta disponible en los electrones libres. La forma o dependencia energética del continuo está determinada tanto por la distribución de energías de los electrones en el continuo, como por la sección transversal de captura, la cual es función de la energía del electrón. La captura de un electrón libre es eficiente cuando su energía esté apenas por encima de la energía de ionización del átomo, ion o molécula con el que está colisionando. En este caso, la velocidad de colisión será baja y el período de tiempo de interacción será largo. En tales colisiones, la probabilidad de que el electrón se encuentre en un estado de poco momento angular es baja, por lo que tiende a ocurrir la captura hacia estados de alto momento angular con números cuánticos principal altos.

Radiación ligado-ligado

La interacción de radiación ligado-ligado se refiere al proceso mediante el cual un átomo o una molécula experimenta una transición de un estado de energía enlazado a otro a través de la absorción o emisión de radiación electromagnética. En esta interacción, los niveles de energía del átomo o molécula son discretos y cuantizados. Los átomos y las moléculas tienen niveles de energía discretos debido a la confinación de los electrones dentro de sus respectivos pozos de potencial. Estos niveles de energía son determinados por la estructura electrónica específica del átomo o molécula. Cuando un átomo o molécula absorbe o emite radiación, solo puede hacerlo a longitudes de onda o frecuencias específicas que corresponden a la diferencia de energía entre los estados de energía inicial y final involucrados en la transición. Los procesos de absorción y emisión dependen de varias variables. Estas incluyen las probabilidades de transición entre los niveles de energía, la población de los estados inicial y final, y la intensidad del campo de radiación.

Capítulo 3

Fases del medio interestelar

En este capítulo se detallan las propiedades de las distintas fases del medio interestelar. Se define el medio interestelar como el gas y polvo que llena el vacío que existe en los sistemas estelares de las galaxias. Esta mezcla de gas y polvo, interactúa con la radiación electromagnética de diferentes longitudes de onda, rayos cósmicos y campos magnéticos. Esta radiación en su interacción con el polvo y gas del medio interestelar afecta las propiedades físicas de los elementos que lo componen. El medio interestelar está mayormente compuesto por hidrógeno, seguido de helio en menores cantidades, y por otros elementos, a los que nos referimos en astrofísica como “elementos pesados” o “metales”. Estos ‘metales’ incluyen oxígeno, carbono, nitrógeno y muchos otros elementos químicos más pesados. En el medio interestelar el polvo estelar solo representa el 1 % de la masa, pero representa aproximadamente el 50 % de la masa total de los elementos pesados. Las principales fases del medio interestelar se mencionan en la Tabla 3.1.

3.1. Medio caliente ionizado

El medio interestelar caliente ionizado (HIM, por sus siglas en inglés) se define como el componente del medio interestelar que se ioniza por radiación ultravioleta (UV) y rayos-X (Ferriere, 2001). La radiación UV es típicamente emitida por estrellas ca-

Medio interestelar			
Fase	Temperatura (K)	Densidad (cm^{-3})	Estado del hidrógeno
Medio caliente ionizado (HIM)	$T > 10^6$	0.05	Ionizado
Medio ionizado tibio (WIM)	$T < 10^4$	0.03	Ionizado-Neutro
Medio neutro frío (CNM)	$10^2 \leq T < 10^3$	20~50	Neutro
Medio molecular (MM)	$T < 10^2$	$10^3 \sim 10^6$	Molecular

Tabla 3.1: Propiedades de las principales fases del medio interestelar (Snell, 2011).

liones y los rayos-X en choques de remanentes de supernovas. La ionización del gas genera energía cinética y térmica en el HIM, resultando en temperaturas que van del orden de 10^6 K. La densidad del HIM es mucho menor que la de los componentes cálidos y fríos del medio interestelar, con valores típicos de $0.01 \sim 0.1$ partículas por centímetro cúbico (McKee & Ostriker, 2007).

De acuerdo con Spitzer (1998), la formación del HIM es un proceso complejo que es impulsado por la interacción entre la radiación ionizante y el gas. Las estrellas calientes producen un gran flujo de fotones ultravioleta, y cualquier fotón de Lyman (es decir, fotones con longitudes de onda $\lambda < 912 \text{ \AA}$) fotoionizará el hidrógeno produciendo una región de iones H^+ , a estas zonas ionizadas se les conoce como regiones HII. Estas longitudes de onda corresponden a energías mayores a 13.6 eV, que es la energía de ionización del hidrógeno.

El gas en las regiones HII se calienta a altas temperaturas por la radiación absorbida y se expande debido a la alta presión creada por la ionización. Esta expansión conduce a la formación de una cavidad caliente y de baja densidad alrededor de la fuente ionizante (generalmente una estrella). La cavidad está llena de gas ionizado sujeto a una serie de procesos físicos, incluyendo conducción térmica, radiación y turbulencia, los cuales influyen en su estructura y dinámica.

3.2. Medio ionizado tibio

El medio interestelar ionizado tibio es una parte del espacio interestelar que está compuesta principalmente por átomos e iones que han sido ionizados por la fotoionización, y donde el hidrógeno presente está completamente ionizado mientras otros elementos químicos están parcialmente ionizados. El WIM, es de relativamente bajas densidades, con una densidad de 0.03 a 0.25 cm^{-3} , lo cual es menos denso que otros componentes del medio interestelar y alcanza temperaturas mayores que 5000 K pero menores a 10^4 K . (Snell, 2011). El WIM se detecta principalmente por su emisión en la línea de $\text{H}\alpha$.

Es importante notar que el HIM y el medio tibio están aproximadamente en equilibrio de presión. Esto se puede deducir recordando que la presión es proporcional al producto de la temperatura con la densidad (de la ecuación de estado del gas ideal). Para el HIM, se tiene que $nT \approx 10^{-3} \times 10^{6.5} \approx 3000 \text{ K cm}^{-3}$, mientras que para el medio tibio $nT \approx 0.35 \times 8000 \approx 3000 \text{ K cm}^{-3}$. Esto sugiere que estas dos fases del medio interestelar pueden existir simultáneamente sin que una se expanda dentro del espacio ocupado por la otra.

3.3. Medio neutro frío

El medio interestelar neutro frío (CNM por sus siglas en inglés), es la fase que se caracteriza por su baja temperatura, típicamente alrededor de 10^2 K y menores a 10^3 K , además de su densidad relativamente alta, alrededor de 20 a 50 partículas por centímetro cúbico. El CNM está compuesto principalmente por átomos de hidrógeno, que no están ionizados y por lo tanto son eléctricamente neutros. El CNM juega un papel importante en la formación de nuevas estrellas. A medida que el gas en el CNM se vuelve cada vez más denso, eventualmente puede colapsar bajo su propia gravedad para formar una nueva estrella.

Observaciones del CNM también han revelado una compleja red de filamentos y nubes, que se cree que son los sitios de formación estelar en curso. Estas estructuras

pueden ser altamente turbulentas, con movimientos supersónicos que pueden comprimir e impactar el gas, lo que lleva a la formación de núcleos densos que pueden colapsar para formar estrellas (Spitzer, 1998). Además de su papel en la formación de estrellas, el CNM también juega un papel importante en la dinámica del medio interestelar. Una de las formas en que el CNM afecta al medio interestelar es a través de sus interacciones con otros tipos de gas. Por ejemplo, el CNM puede chocar con gas ionizado y más cálido, produciendo ondas de choque y turbulencias que pueden ayudar a mezclar los diferentes tipos de gas. Esta mezcla es importante para la evolución química del medio interestelar, ya que permite que los elementos y compuestos se distribuyan por la galaxia. El CNM también puede verse afectado por factores externos, como la radiación de estrellas cercanas, ondas de choque producidas por explosiones de supernovas y rayos cósmicos incluso de origen extragaláctico. Estos factores pueden hacer que el CNM se caliente o ionice, lo que puede afectar su capacidad para formar nuevas estrellas. En algunos casos, las ondas de choque producidas por las supernovas incluso pueden perturbar regiones enteras del CNM, haciendo que el gas sea expulsado de la galaxia por completo (Snell, 2011). El medio neutro frío, se detecta y se estudia principalmente gracias a la línea a 21 cm, ya que el hidrógeno se encuentra en su forma atómica.

3.4. Medio molecular

La fase molecular se caracteriza por ser la zona más densa y más fría del medio interestelar, y como su nombre lo menciona, los elementos presentes se encuentran en su forma molecular. Este gas puede ser investigado por emisiones producidas a partir de transiciones rotacionales de moléculas que son excitadas por colisiones. La molécula más común en esta fase es el hidrógeno molecular (H_2), que es difícil de detectar directamente dado que el hidrógeno molecular es una molécula simétrica, no tiene un momento dipolar eléctrico permanente, y por lo tanto solo tiene transiciones eléctricas cuadrupolares débiles. Además, el hidrógeno molecular es una molécula ligera (con un momento de inercia pequeño) y por lo tanto los niveles de rotación

están ampliamente espaciados en energía, incluso los niveles de rotación excitados más bajos del hidrógeno molecular rara vez son excitados por colisiones en estas nubes frías (Snell, 2011). Es de notar que existen líneas de absorción para el H_2 en el ultravioleta, pero solo puede ser observada por encima de la atmósfera terrestre.

Es a través del estudio de otras moléculas que es posible estudiar esta fase, como lo es el monóxido de carbono (CO), que emite ondas de radio a una frecuencia específica. Las observaciones de la emisión de CO pueden proporcionar información sobre la densidad, la temperatura y la velocidad del gas molecular. Otras moléculas, como el amoníaco (NH_3) y el agua (H_2O), también se observan comúnmente y pueden proporcionar información adicional sobre las condiciones físicas en el medio.

Las transiciones de energía molecular pueden ser debidas a cambios en los niveles de energía de los electrones, así como a cambios en las energías vibratorias y rotacionales de las moléculas. Los tres tipos de energía están cuantizados. Las transiciones entre los estados electrónicos son, en general, las más energéticas, y pueden producir líneas espectrales en el óptico, ultravioleta e infrarrojo. Las transiciones entre los estados vibratorios pueden producir líneas en el infrarrojo. Las transiciones entre los estados rotacionales son, en general, las menos energéticas y producen líneas en la región de radio y microondas (Lequeux, 2005). Las transiciones entre estados rotacionales del CO, emiten fuertes líneas de emisión a 1.3 mm y a 2.6 mm, el cual es usado para detectar el hidrógeno molecular. Se utilizan comúnmente para medir la distribución de gas molecular en galaxias.

La densidad media en el medio molecular es del orden de $10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ y temperaturas que van de 10 K a 100 K. El medio molecular tiene una presión media de $nT \approx 100 \times 30 \approx 3000 \text{ K cm}^{-3}$, que es comparable con las demás fases que hemos descrito anteriormente, pero el gas más frío y denso se concentra en nubes, conocidas como "nubes moleculares". Se cree que las nubes moleculares se encuentran en un estado cercano al equilibrio gravitacional, en el cual la presión interna del gas molecular, dominada por turbulencias, alcanza el equilibrio con una combinación de la auto-gravedad de la nube y la presión del medio externo. Se ha encontrado que las

nubes moleculares tienden a agruparse y formar complejos de nubes moleculares, con masas que varían desde $5M_{\odot} \sim 10^6 M_{\odot}$ y con tamaños que oscilan entre 0.2pc y 80pc (Goldsmith, 1987).

Dentro de estas nubes moleculares se encuentran regiones más densas, llamadas núcleos de nubes moleculares, con densidades que van desde 10^4 a 10^6 cm^{-3} , donde el gas se está colapsando gravitacionalmente para formar nuevas estrellas.

Capítulo 4

Procesos de calentamiento y enfriamiento

En el medio interestelar, existen diferentes procesos físicos que calientan el medio, estos procesos dependen de la fase del medio interestelar en el cual estemos estudiando. Las fases del medio interestelar descritas en el capítulo anterior existen debido a diversos procesos radiativos que hacen que este se caliente o se enfríe. En este capítulo se detallan los principales mecanismos de calentamiento y enfriamiento, los cuales serán implementados (de manera paramétrica y tabulada) en el modelo hidrodinámico, motivo de esta tesis.

4.1. Calentamiento por foto-electrones expulsados de granos de polvo estelar

Como se describió en el capítulo anterior, la interacción de fotones con energías UV y mayores pueden sacar electrones del polvo o moléculas estelares, contribuyendo con electrones térmicos al medio. El polvo y las grandes moléculas como los hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAH, por sus siglas en inglés) que son compuestos orgánicos que contienen carbono e hidrógeno y dos o más anillos aromáticos (llamados también

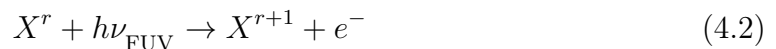
bencénicos) fusionados, son las principales fuentes de foto-electrones. Los fotones responsables de este calentamiento provienen del lejano UV (FUV, por sus siglas en inglés) del espectro, por debajo del umbral de ionización del hidrógeno (13.6 eV). Para este caso, la tasa total de calentamiento fotoeléctrico está dada por:

$$n G_{pe} \approx 10^{-24} \epsilon n G_0 [\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}] \quad (4.1)$$

donde ϵ es la eficiencia de calentamiento, n es la densidad del gas y G_0 es la intensidad media del campo de radiación interestelar. Las estimaciones teóricas de la eficiencia de calentamiento van desde $\epsilon=0.003$ en una región densa de fotodisociación hasta un máximo de $\epsilon=0.05$ en regiones donde abundan los PAH neutros y los pequeños granos de polvo. La tasa máxima de calentamiento por nucleón, es de aproximadamente 5×10^{-26} erg/átomo/seg. Esta tasa de calentamiento es mucho mayor que la debida a cualquier otro mecanismo como puede ser el calentamiento por rayos cósmicos o fotoionización de metales neutros, y domina en la mayoría del medio interestelar difuso. Este mecanismo se vuelve ineficiente en regiones con presencia de fotones lejos del ultravioleta (FUV) del campo de radiación interestelar, como los núcleos de nubes moleculares. En regiones más cálidas o en campos de radiación FUV elevada, los granos pueden cargarse y los PAHs se ionizan, lo que significa que los fotoelectrones que escapan también deben liberarse de interacciones de Coulomb, así como de las funciones de trabajo del material, lo que suprime la tasa de calentamiento (Spitzer, 1998; Tielens, 2005)

4.2. Calentamiento por fotoionización

La fuente principal de fotones ionizantes en el medio interestelar difuso, son los fotones FUV, principalmente fotones de 11-13.6 eV que provienen de estrellas tipo O y B. La siguiente expresión representa el proceso de fotoionización:



donde un fotón con energía $h\nu_{\text{FUV}}$ incide sobre un átomo X con grado de ionización r , arrancándole un electrón e^- y aumentando el grado de ionización del átomo en $r + 1$. La energía promedio transferida al electrón es la diferencia entre la energía del fotón proveniente del campo de radiación y el potencial de ionización del elemento en cuestión, y suele ser de algunos eV. En una región HI, solo se ionizan los metales neutros, pues existen muy pocos o ningún fotón ionizante de hidrógeno en esta región, siendo la ionización del carbono $C^0 \rightarrow C^+$ la predominante, con una energía de 11.3 eV. La energía promedio del fotoelectrón es de $\sim 1\text{eV}$, muy por debajo del potencial de ionización del hidrógeno y otros elementos, por lo que la ionización secundaria contribuye de manera insignificante a la tasa de calentamiento.

La tasa de calentamiento se aproxima mediante la siguiente relación:

$$n_H G_{C^+} = 2.2 \times 10^{-22} \left(\frac{n_{C^0}}{n_C} \right) \left(\frac{n_C}{n_H} \right) n G_0 e^{-2.6A_V} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.3)$$

El primer factor entre paréntesis se refiere a la proporción de carbono que es neutro, mientras que el segundo paréntesis se refiere a la abundancia total de carbono respecto al hidrógeno. G_0 representa la intensidad media del campo de radiación interestelar, que es atenuada por el polvo y puede parametrizarse mediante la extinción visual total, A_V . En un medio interestelar difuso promedio, la tasa a la que se genera calor por nucleón debido a la fotoionización del carbono neutro ($C^0 \rightarrow C^+$) es de aproximadamente $10^{-29} G_0$ erg/átomo/segundo. Esto es significativamente menor que el calor generado por los efectos fotoeléctricos o de los rayos cósmicos (Tielens, 2005; Maciel, 2013).

4.3. Calentamiento por rayos cósmicos

Los rayos cósmicos (CR, por sus siglas en inglés) son principalmente protones y núcleos atómicos (y $\sim 1\%$ electrones) que se mueven a velocidades relativistas, los cuales al interactuar con la materia la ionizan (calientan) y generan partículas secundarias de menor energía. La energía de los CR va desde decenas de MeV hasta 10^8TeV , siendo

los de baja energía ~ 1 MeV-1 GeV de origen solar o secundarias, para energías hasta cientos de TeV el origen es galáctico mediante supernovas, y los más energéticos de hasta 10^8 TeV de origen extragaláctico, principalmente por núcleos galácticos activos y brotes de rayos gamma.

Los rayos cósmicos son una fuente eficiente y a menudo dominante, de calentamiento en varios entornos del universo, tanto en galaxias normales como en galaxias con estallidos de formación estelar, posiblemente incluso en el gas primordial (Galli & Padovani, 2015), pero principalmente en el gas denso en nubes moleculares donde los fotones ionizantes UV e incluso los rayos-X no son capaces de penetrar. En este sentido, los CR de baja energía de hasta GeV son eficientes para calentar el medio interestelar a través de colisiones ionizantes, mientras que los de alta energía atraviesan el medio interestelar.

Este proceso se puede representar mediante la siguiente expresión:



donde un protón H^+ con energía de MeV-GeV, colisiona con un átomo H de hidrógeno principalmente, generando dos protones y un electrón libre e^- .

El electrón expulsado, con una energía promedio de aproximadamente 35 eV, alcanzará rápidamente el equilibrio térmico a través de colisiones con otros electrones. Dado su nivel de energía, puede desencadenar más ionizaciones de hidrógeno y helio, lo que aumenta la tasa efectiva de calentamiento.

En este trabajo, nos enfocamos en el efecto del calentamiento por rayos cósmicos en el medio molecular. Las temperaturas del polvo y del gas, T_d y T_g , respectivamente, en una nube molecular pueden calcularse resolviendo simultáneamente las ecuaciones de equilibrio térmico del gas y el polvo:

$$\Gamma_{ext} = \Lambda_d(T_d) - \Lambda_{gd}(T_d, T_g) \quad (4.5)$$

$$\Gamma_{CR} = \Lambda_g(T_g) + \Lambda_{gd}(T_d, T_g) \quad (4.6)$$

donde Γ_{ext} es la tasa de calentamiento por unidad de volumen debido a campos de radiación externos. Λ_d es la tasa de enfriamiento del polvo por emisión infrarroja. Γ_{CR} es la tasa de calentamiento del gas debido los rayos cósmicos, Λ_g es la tasa de enfriamiento del gas por transiciones moleculares y atómicas. Finalmente, Λ_{gd} es la tasa de transferencia de energía gas-polvo (Goldsmith, 2001).

En esta tesis nos interesa determinar el efecto del calentamiento por rayos cósmicos en los filamentos fríos y densos que se forman en la solución hidrodinámica del material reinsertado por estrellas masivas en cúmulos estelares, obtenidos en estudios previos (Wünsch et al., 2008). Los filamentos son tan densos que podemos ignorar procesos como el calentamiento por efecto fotoeléctrico (Hollenbach, 1988; Juvela & Ysard, 2011; Gómez de Castro & Canet, 2021). Por lo tanto, consideramos que los rayos cósmicos son el único proceso que calienta ese gas directamente.

La tasa de calentamiento puede considerarse como el producto de la tasa de ionización por rayos cósmicos ζ_0 con la energía de entrada por ionización ΔQ y la densidad de hidrógeno molecular H_2 , esto es

$$\Gamma_{CR} = n(H_2)\zeta_0\Delta Q. \quad (4.7)$$

El valor de la tasa de ionización primaria por rayos cósmicos ha variado en los últimos años, Goldsmith (1987) sugieren un valor de $\zeta_0 = 2 \times 10^{-17} s^{-1}$, mientras que van Dishoeck & Black (1986) sugieren un valor de $\zeta_0 = 7 \times 10^{-17} s^{-1}$. Para este trabajo se ha usado el valor de $\zeta_0 = 8 \times 10^{-16}$, el cual fue calculado por Shaw et al. (2008) para el hidrógeno molecular mediante simulaciones con el código CLOUDY (Ferland et al., 1998).

Por otro lado, las estimaciones que se han hecho para Q tienen valores muy variados en la literatura. Uno de los primeros análisis fue realizado por Dalgarno et al. (1999), quienes consideraron cuidadosamente todos los canales de pérdida de energía para electrones con energías de hasta 1 keV en varias mezclas de H, H₂ y He. Además, mostraron cómo la energía gastada para la creación de un par de iones se divide entre procesos elásticos y varios procesos no elásticos, pero no trataron completamente el calentamiento (Galli & Padovani, 2015). El calentamiento fue explorado más a detalle por Glassgold et al. (2012), en el cual determinaron el valor de ΔQ para una mezcla de H₂ (o H) y He utilizando el valor de ζ_0 calculado por Shaw et al. (2008), para varias condiciones astrofísicas: nubes difusas, nubes moleculares, núcleos densos de nubes moleculares y discos protoplanetarios. Además determinaron que en regiones moleculares densas alrededor del 50% de la energía del electrón eyectado puede ir al proceso de calentamiento.

De acuerdo con Glassgold et al. (2012), el calentamiento en las regiones moleculares es la suma de los efectos de las colisiones elásticas más la excitación rotacional ($Q_{\text{el/rot}}$), la excitación de los niveles vibratorios de H₂ (Q_{vib}), la disociación de H₂ (Q_{diss}) y el calentamiento químico (Q_{chem}):

$$Q(\text{H}_2) = Q_{\text{el/rot}} + Q_{\text{vib}} + Q_{\text{diss}} + Q_{\text{chem}}. \quad (4.8)$$

Descripción de componentes de calentamiento

- De acuerdo con Dalgarno et al. (1999), el calentamiento debido a la dispersión elástica y la excitación rotacional en términos de una “eficiencia de calentamiento” η , para una mezcla de gas de H₂ y He, está dada como:

$$Q_{\text{el/rot}} = \eta(\text{H}_2, e)W(\text{H}_2, e), \quad (4.9)$$

donde $W(\text{H}_2, e)$ es la energía promedio para crear un par de iones. Para un gas de hidrógeno y helio no existe calentamiento rotacional, y entonces la eficiencia

de calentamiento $\eta(H,e)$ describe únicamente las colisiones elásticas.

$$Q_{\text{el}} = \eta(H, e)W(H, e), \quad (4.10)$$

pero Dalgarno et al. (1999) calcula que $W(H, e) \approx W(H_2, e)$ para energías del electrón arriba de 10^2 eV. Los resultados que obtienen para las regiones más frías del medio interestelar, el medio molecular, se tiene que $Q_{\text{el/rot}}$ solo aporta aproximadamente el 6% de la energía del electrón incidente. Con la energía de $W \sim 37$ eV para formar un par de iones, la dispersión elástica y la excitación rotacional dan como resultado un calentamiento de $Q_{\text{el/rot}}=2.1$ eV por par de iones en el gas neutro de H_2 y He.

- Dalgarno et al. (1999) también describe como el calentamiento por disociación, se puede parametrizar de la siguiente manera

$$Q_{\text{diss}} = \frac{x(H_2)}{x(H) + x(H_2)} \frac{D_0}{1 + Cx_e^\alpha} \quad (4.11)$$

donde $x(H_2)$ representa la fracción o concentración de moléculas de hidrógeno, $x(H)$ la fracción o concentración de átomos de hidrógeno, $D_0=2.14$ eV, $\alpha=0.574$ y C una contante con valor $C = 22$. Dalgarno et al. (1999) estima un valor de 5.4 eV por disociación y un calentamiento de 58 eV por keV, o 2.14 eV por par de iones para una mezcla neutra de H_2 y H_e .

- Los electrones de alta velocidad pueden excitar los niveles vibratorios de la molécula de hidrógeno (H_2) mediante colisiones directas o por des-excitación fluorescente de los niveles electrónicamente excitados. La energía de excitación se convierte en calor si las densidades son lo suficientemente altas para que los niveles se des-exciten colisionalmente.

La tasa de des-excitación por colisión es generalmente mucho mayor para las colisiones con H atómico que para H_2 y He, y es muy pequeñas a temperaturas por debajo de los 100K pero aumenta rápidamente por encima de esta temperatura. Por lo que se espera una pequeña disminución de los niveles vibratorios en

las regiones frías y medianamente densas de las nubes moleculares. En cambio, en las capas superficiales de las regiones internas en discos protoplanetarios, donde $n_H \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ y $T \approx 1000 \text{ K}$, las densidades tanto de H como de H_2 son lo suficientemente grandes como para disminuir colisionalmente las moléculas de H_2 excitadas en vibración y proporcionar un calentamiento significativo. En regiones moleculares menos densas, las colisiones de H atómico pueden ser efectivas para desexcitar colisionalmente el H_2 , pero esto depende de la temperatura, la relación H/ H_2 y la densidad total n_H (Glassgold et al., 2012). De acuerdo a Dalgarno et al. (1999) el calentamiento vibracional por par de iones es

$$Q_{\text{dir/vib}} \approx \frac{x(\text{H}_2)}{x(\text{H}) + x(\text{H}_2)} 19.0\text{eV} \left[\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{2}{\epsilon_2} \right], \quad (4.12)$$

donde las energías para excitar mezclas de H_2 y He a los niveles 1 y 2 son ϵ_1 y ϵ_2 , respectivamente. Por otro lado, también se producen niveles vibratorios excitados cuando los estados B y C que son excitados por colisión se desintegran con la emisión de fotones fluorescentes en el rango de $1500\text{\AA} \sim 1600\text{\AA}$, con un máximo cerca de 1575\AA . De manera similar se tiene que el calentamiento vibracional por par de iones debido a los niveles vibratorios B y C es:

$$Q_{\text{BC/Vib}} = \frac{x(\text{H}_2)}{x(\text{H}) + x(\text{H}_2)} 147\text{eV} \left[\frac{1}{\epsilon_B} + \frac{1}{\epsilon_C} \right]. \quad (4.13)$$

Ambas ecuaciones son válidas solo si la densidad supera ampliamente la densidad crítica n_{cr} para la desexcitación de las transiciones vibratorias del nivel fundamental del H_2 . Por lo tanto, deben multiplicarse por un factor adecuado Θ_{vib} , que depende de la relación n_{cr}/n_H , de modo que $\Theta_{vib} = 0$ para n_{cr}/n_H pequeño y $\Theta_{vib} = 1$ para n_{cr}/n_H grande, así la contribución del calentamiento vibracional es

$$Q_{\text{vib}} = \Theta_{\text{vib}} (Q_{\text{dir/vib}} + Q_{\text{BC/Vib}}). \quad (4.14)$$

- El calentamiento químico proviene principalmente de reacciones iniciadas por los iones primarios de los rayos cósmicos y rayos-X, H_2^+ , H^+ y He^+ , con especies

neutras y electrones. El calentamiento químico se expresa en términos de sus valores para los tres iones iniciadores principales en regiones de H₂:

$$Q_{\text{chem}}(\text{H}_2) = Q_{\text{chem}}(\text{H}_2^+, \text{H}_2) + Q_{\text{chem}}(\text{H}^+, \text{H}_2) + Q_{\text{chem}}(\text{He}^+, \text{H}_2). \quad (4.15)$$

Para este trabajo se ha usado los valores descritos en la tabla 6 de Glassgold et al. (2012), en la cual para una zona de formación estelar se tiene los valores descritos en el Tabla 4.1.

Zona de formación estelar	
n_{H}	10^7 cm^{-3}
Temperatura	10 K
x_e	10^{-9}
Destrucción de H ₃ ⁺	Recombinación disociativa y reacciones iónicas
$Q_{el/rot}$	2 eV
Q_{vib}	5 eV
Q_{diss}	2 eV
Q_{chem}	8 eV
Calor total Q	17 eV

Tabla 4.1: Tabla parcial de los valores de la densidad n_{H} , temperatura, fracción de ionización x_e , y los valores de Q típicas de nubes moleculares en regiones de formación estelar.

4.4. Enfriamiento del medio interestelar

El enfriamiento del medio interestelar se produce por la emisión de radiación de las partículas que componen el gas, a través de líneas y de manera continua. Cuando esta radiación escapa de la región se lleva consigo energía. Los procesos de enfriamiento dependen de la temperatura del gas, es decir, las diferentes fases del medio interestelar descritas en el Capítulo 3, tienen diferentes procesos de enfriamiento. El enfriamiento también depende fuertemente de la fracción de elementos más pesados que el He en el gas, llamados metales en astrofísica y denotados por Z . Los procesos más importantes son:

- **Excitación por colisión:** el impacto de un electrón libre en un átomo provoca que un electrón ligado pase a un estado excitado; posteriormente decae emitiendo un fotón. Este proceso también aplica para moléculas excitadas y es el proceso básico de enfriamiento mediante la emisión de líneas (fotones de energías específicas).
- **Recombinación:** un electrón libre se combina con un ion cargado positivamente, dando como resultado la formación de un átomo o molécula neutra. Durante la recombinación, el electrón libre pierde energía cinética, la cual se irradia en forma de fotones. Esta pérdida de energía, en forma de radiación, enfría eficazmente el plasma caliente y altamente cargado, como el que se encuentra en estrellas.
- **Emisión libre-libre:** un electrón libre es desacelerado por el campo eléctrico de un ion, emitiendo un fotón, esta radiación también se le conoce como radiación de frenado o Bremsstrahlung. Este es el proceso dominante en fases calientes del medio interestelar.

La tasa de enfriamiento Q debido a la emisión de radiación, depende del número de electrones libres n_e y del número de átomos o iones n_i con los que estos pueden interactuar, y de una función de enfriamiento $\Lambda(T, Z)$ que depende de la temperatura y de la metalicidad del gas. Para ambientes ricos en hidrógeno, se toma $n_e \sim n_i = n$,

entonces:

$$Q = n^2 \Lambda(T, Z) \text{ [erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}\text{]}. \quad (4.16)$$

Una descripción detallada de los principales procesos de enfriamiento y de los elementos (especies atómicas) enfriadores se puede encontrar en la Figura 18 de la sección 7 del trabajo de Sutherland & Dopita (1993).

En particular, a temperaturas muy altas ($T > 10^6 \text{K}$) todos los átomos están completamente ionizados y la radiación de líneas ya no es posible. En este caso, la radiación de Bremsstrahlung (libre-libre) es el proceso dominante de enfriamiento del gas y es proporcional a \sqrt{T} . Para temperaturas en el intervalo 10^5 - 10^6K , el proceso dominante es la emisión de líneas de resonancia principalmente del O, N, Ne, y en menor medida las de Fe y Si. A temperaturas de $10^{4.5}$ - 10^5K el enfriamiento se debe a la emisión de líneas prohibidas principalmente del C y una contribución menor del Si. Las líneas de emisión del hidrógeno son las principales responsables del enfriamiento a temperaturas $\sim 1.5 \times 10^4 \text{K}$. Para temperaturas $< 10^3 \text{K}$ la especie más abundante es el H_2 , sin embargo, el enfriamiento mediante esta molécula es muy ineficiente debido a su simetría y por lo tanto no hay una desexcitación rápida desde sus niveles de rotación excitados, por lo que el proceso principal de enfriamiento en las nubes moleculares es la emisión de fotones infrarrojos en transiciones rotacionales de CO principalmente.

Función de enfriamiento

El modelo hidrodinámico considerado en este trabajo, explora dos funciones de enfriamiento para temperaturas menores a $T \leq 10^4 \text{K}$:

1) la función de enfriamiento de Koyama & Inutsuka (2002), corregida por Vázquez-Semadeni et al. (2007), dada por

$$\frac{\Lambda(T)}{\Gamma_{KI}} = 10^7 \exp\left(\frac{-1.184 \times 10^5}{T + 10^3}\right) + 1.4 \times 10^{-2} \sqrt{T} \exp\left(\frac{-92}{T}\right) \text{ cm}^3, \quad (4.17)$$

con calentamiento $\Gamma_{KI} = 2.0 \times 10^{-26} \text{ erg s}^{-1}$ (sin incluir calentamiento por rayos cósmicos);

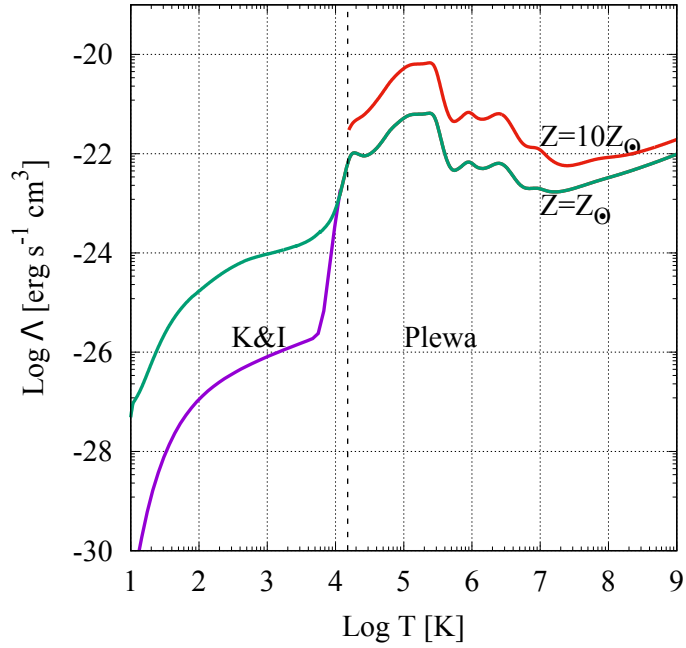


Figura 4.1: Funciones de enfriamiento de Koyama & Inutsuka (morado) y Plewa (verde y rojo) en función de la temperatura y de la metalicidad Z . En este trabajo se consideró metalicidad solar ($Z = Z_{\odot}$).

2) la función de enfriamiento de Raymond & Cox tabulada por Plewa (1995).

Para temperaturas mayores a $T > 10^4$ K, se solo se utiliza la función de enfriamiento tabulada por Plewa (1995). En la Figura 4.1, se muestran las funciones de enfriamiento de Koyama & Inutsuka (morado) y las de Plewa para metalicidad solar Z_{\odot} (verde) y $10Z_{\odot}$ (rojo). La línea punteada, situada en la región a $T = 10^4$ K, marca la transición entre el uso de una función de enfriamiento y otra.

En este trabajo utilizamos la función de enfriamiento para metalicidad solar, lo cual significa que la fracción de masa en hidrógeno es $X = 0.68$, la fracción de masa en helio es de $Y = 0.3$ y la fracción de masa en metales es $Z = 0.02$ del medio interestelar considerado.

Capítulo 5

Cúmulos estelares

El medio interestelar y sus procesos descritos en los capítulos anteriores, son fuertemente afectados por la actividad estelar. En esta tesis se estudia la hidrodinámica del gas reinsertado por las estrellas dentro de súper cúmulos estelares, cúmulos que se crearon en un brote de formación estelar a partir de densas nubes moleculares (la fase más fría del medio interestelar). Existen diferentes tipos de cúmulos estelares, por lo que para apreciar las características de los súper cúmulos, es importante describir cada tipo.

Un cúmulo estelar se puede definir como una agrupación de estrellas unidas gravitacionalmente, las cuales se mantienen en una configuración relativamente cercana unas a otras y se mueven con respecto a un centro común. Se suele suponer que las estrellas en el cúmulo se formaron todas aproximadamente al mismo tiempo, a partir de la misma nube, con la misma composición y que estas estrellas solo difieren en su masa. Dado que las estrellas de mayor masa evolucionan más rápido, es posible identificar cúmulos en los cuales las estrellas masivas ya han concluido su fase de secuencia principal (etapa joven) y se han convertido en gigantes rojas (etapa vieja). Mientras tanto, en el mismo cúmulo, las estrellas menos masivas aún se encuentran en la secuencia principal, o incluso, en el caso de cúmulos muy jóvenes, aún están experimentando una contracción gravitacional (protoestrellas) antes de entrar en la

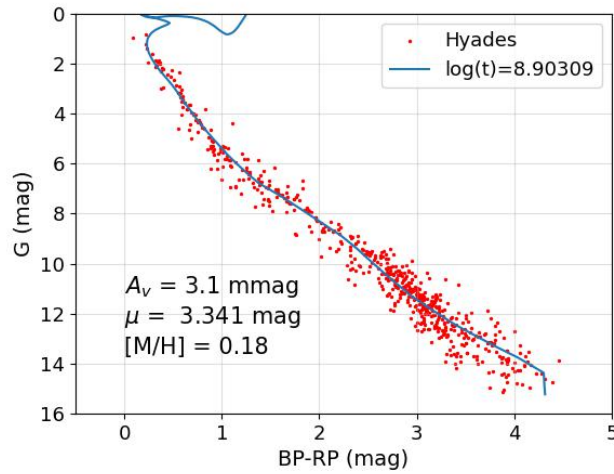
secuencia principal.

Los cúmulos estelares se clasifican en dos tipos principales: cúmulos abiertos y cúmulos globulares.

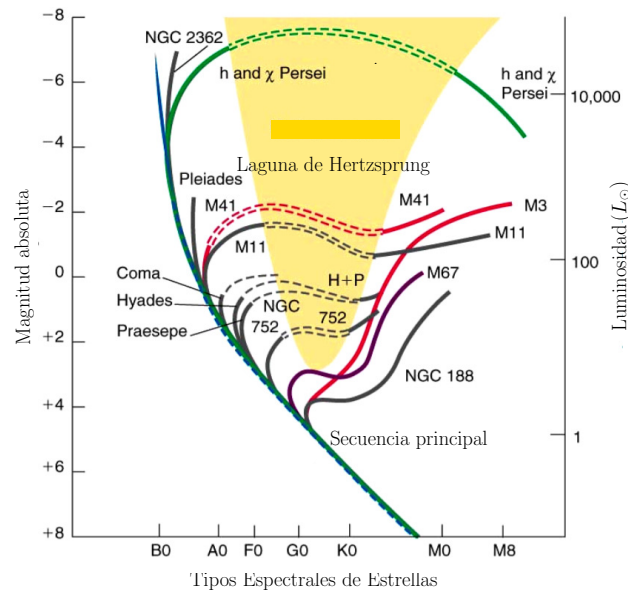
5.1. Cúmulos abiertos

Los cúmulos estelares abiertos son grupos generalmente de varias centenas hasta unos pocos miles de estrellas, que se encuentran dentro de un volumen de aproximadamente 5 a 20 pc (parsec) de diámetro. Las edades de estos cúmulos varían desde alrededor de 10^6 años hasta 10^{10} años. Los cúmulos abiertos se localizan principalmente dentro o cerca del plano Galáctico y en su mayoría ocultos detrás de polvo interestelar. Actualmente se conocen más de 1000 cúmulos abiertos en la Vía Láctea. La energía cinética de los miembros del cúmulo, la rotación diferencial de la Vía Láctea y las perturbaciones gravitacionales externas tienden a dispersar gradualmente los cúmulos abiertos. Sin embargo, muchos de ellos son bastante permanentes; por ejemplo, las Hyades tienen una edad de 800 millones de años aproximadamente, pero siguen siendo un cúmulo bastante denso.

El diagrama color-magnitud de los cúmulos abiertos muestran secuencias principales bien marcadas (ver Figura 5.1 (a)). Esta consistencia se debe a que los cúmulos se formaron a partir de material con una composición química inicial constante. En cúmulos más jóvenes, la secuencia principal se extiende hacia estrellas más brillantes y calientes, además de tipos espectrales tempranos. El punto en el diagrama H-R donde la secuencia principal termina y se inclina hacia la rama de las gigantes suele ser evidente. Este punto varía según la edad del cúmulo, lo que permite utilizarlo para estimar sus edades (ver Figura 5.1 (b))(Karttunen et al., 2007).



(a) Diagrama de color-magnitud de las Hyades. Magnitud aparente en el eje vertical izquierdo en el filtro de color de GAIA (G); magnitud en el filtro de color rojo y azul de GAIA en la base, la línea azul corresponde a la isócrona que predice la edad aproximada del cúmulo (900 mil años) (2019).



(b) Diagramas de color-magnitud de cúmulos estelares abiertos.

Figura 5.1: Diagramas de color-magnitud de cúmulos estelares. (a) corresponde a las Hyades, con datos obtenidos por la misión GAIA (Bossini et al., 2019). Notamos que posee una secuencia principal bien marcada, lo que permite determinar su edad, además se presentan los valores de extinción y fracción de metalicidad con respecto al sol. (b) Corresponde al diagrama HR de diferentes cúmulos abiertos. Las edades de los cúmulos se muestran a lo largo de la secuencia principal. La edad de un cúmulo se puede determinar a partir del punto en el que sus estrellas comienzan a abandonar la secuencia principal (Figura (b) adaptada de Caltech-Department of Astronomy).

5.2. Cúmulos globulares

Los cúmulos globulares son generalmente antiguos y de baja metalicidad, con edades de 10 a 15 mil millones de años. Estos contienen más estrellas que un cúmulo abierto. Las masas de los cúmulos globulares se pueden estimar a partir del teorema del virial si se han medido las velocidades estelares en el cúmulo. Valores más precisos se calculan ajustando modelos teóricos a las distribuciones de densidad y velocidad observadas. De esta manera se ha calculado que las masas van desde 3×10^4 a 10^6 masas solares. La distribución de las estrellas es esféricamente simétrica, y las densidades centrales son aproximadamente diez veces mayores que en los cúmulos abiertos. Las estrellas en los cúmulos globulares están entre las más antiguas de la Vía Láctea y, por lo tanto, son de gran importancia para los estudios de la evolución estelar. Hay alrededor de 150-200 cúmulos globulares en la Vía Láctea. El diagrama HR de estos cúmulos (ver Figura 5.2) muestra que la secuencia principal solo contiene estrellas rojas; hay una rama gigante prominente y las ramas horizontal y asintótica se ven claramente. La secuencia principal es más baja que la de los cúmulos abiertos debido a que la abundancia de metales es mucho menor en los cúmulos globulares.

La mayor parte de la masa se concentra en un núcleo central con un radio característico de aproximadamente 0.3-10 pc. Fuera de este radio, la distribución de estrellas se puede extender de 10 a 100 veces más. A distancias aún mayores, las estrellas se escapan del cúmulo debido a la fuerza de marea de la Galaxia. Todos los cúmulos globulares son viejos, y los cúmulos del halo están entre los objetos astronómicos más antiguos conocidos. Determinar una edad precisa es difícil y requiere tanto observaciones precisas del punto de desviación de la secuencia principal en el diagrama HR como modelos teóricos detallados de evolución estelar. Las edades estimadas son de alrededor de $\sim 13 \times 10^9$ años, edades cercanas a la edad del Universo (Karttunen et al., 2007).

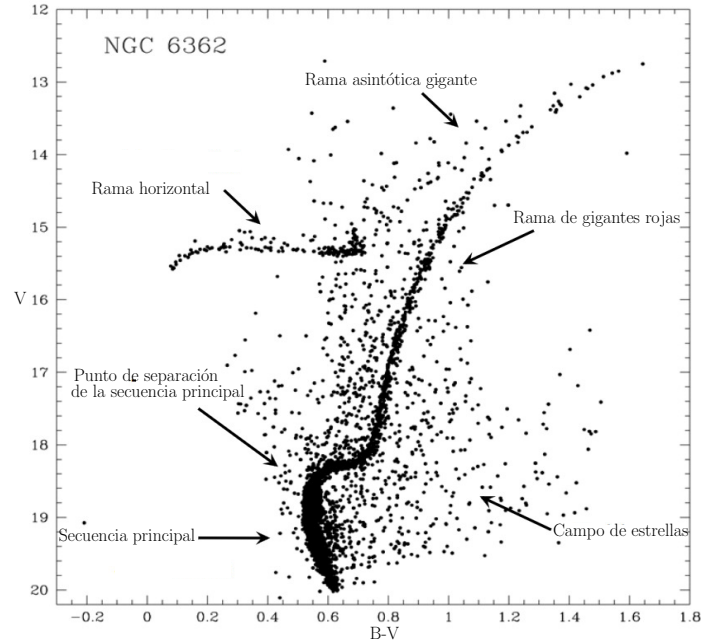


Figura 5.2: Diagrama HR del cúmulo globular NGC 6362. Magnitud aparente en el eje vertical izquierdo en la banda V; magnitud en la banda B-V en la base. Las estrellas que se encuentran por encima del punto de separación han evolucionado y se han distanciado, mientras que otras ramas representan las etapas más avanzadas de la evolución estelar (Figura adaptada de Caltech-Department of Astronomy).

5.3. Supercúmulos estelares

Los Supercúmulos estelares (SSC por sus siglas en inglés) son un tipo de cúmulo abierto joven y muy masivo, el cual se cree es el precursor de un cúmulo globular. Estos cúmulos se denominan "super" porque son más luminosos y contienen más masa que otros cúmulos estelares jóvenes. Su tamaño varía entre $1 \sim 5$ pc, tienen masas estelares de al menos $10^6 M_{\odot}$ y las edades van desde unos pocos millones de años hasta 100 millones de años (Beck, 2015). Además, este tipo de cúmulos tienen una alta eficiencia de formación estelar, esto es que la cantidad de masa de gas que se ha convertido en estrellas es mayor en comparación con la masa de gas inicial de una nube molecular (Beck, 2015). Su forma geométrica suele ser esférica, con una concentración central de objetos, y las estrellas más masivas suelen encontrarse en el centro del cúmulo.

Los SSC son regiones de alta formación estelar en las localizadas en regiones centrales

de las galaxias dado que sus anfitriones son todas galaxias con brotes estelares. Además, la considerable retroalimentación estelar que sucede en los SSC puede regular la formación de estrellas en una galaxia. Por lo tanto, comprender la formación de los SSCs es crucial en astronomía.

Para que los SSCs alcancen masas estelares tan elevadas, es necesario que se formen en nubes moleculares gigantes compactas que originalmente tenían masas mucho mayores que el propio SSC. Esto se debe a que se espera que una parte importante del gas de la nube sea expulsada o perturbada debido a la retroalimentación de las estrellas masivas que están naciendo (Krumholz et al., 2019; Adamo et al., 2020).

5.4. Brotes de formación estelar

Los cúmulos estelares se forman a partir de nubes moleculares gigantes (GMC, por sus siglas en inglés). Dentro de estas GMCs, se generan aglutinamientos (*clumps*) o filamentos de gas molecular muy densos y fríos, cuyo tamaño y masa son comparables a los de los cúmulos estelares descritos anteriormente. Los brotes de estrellas en estas zonas, se originan debido a la acción combinada de la turbulencia supersónica y la autogravedad.

Se puede determinar si una nube está gravitacionalmente ligada comparando el parámetro de turbulencia $C \equiv \sigma/R^{1/2}$ con la densidad superficial $\Sigma = M/\pi R^2$ (Keto & Myers, 1986):

$$\alpha_{vir} = \frac{3.7C^2}{\Sigma_2} \quad (5.1)$$

donde σ es la velocidad de dispersión del gas, M la masa del *clump* y R su escala característica. El parámetro α_{vir} , es la relación virial de una nube, con $\Sigma_2 = \Sigma/(100 M_{\odot}\text{pc}^{-2})$ (Krumholz et al., 2019).

Otro criterio que se utiliza para saber si una nube se va a colapsar, es comparando el tiempo de caída libre t_{ff} (*free fall time*), que es el tiempo que tardaría en colapsarse

debido a su autogravedad

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32} \frac{1}{G\rho}}, \quad (5.2)$$

con el tiempo de cruce t_{cr} (*crossing time*)

$$t_{cr} = \frac{R}{\sigma}. \quad (5.3)$$

Entonces, si $t_{ff} < t_{cr}$, la nube se colapsa.

Un criterio adicional para determinar cuándo una nube es gravitacionalmente inestable es mediante la masa de Jeans (M_J), que es la masa crítica para la cual la presión interna del gas ya no es suficiente para contrarrestar la autogravedad de la nube:

$$M_J = \frac{\pi^{5/2}}{6} \frac{1}{G^{3/2}} [\gamma(\gamma - 1)e]^{3/2} \rho^{-2} \quad (5.4)$$

donde γ es el coeficiente de calor específico del gas, ρ es la densidad y G la constante de gravitación universal. La masa de Jeans también puede ser expresada en términos de la densidad superficial de gas $M_J = \sigma^4 / (G^2 \Sigma)$ (Kim & Ostriker, 2001).

Como se ha descrito anteriormente, el colapso de las nubes moleculares eventualmente da lugar a la formación de estrellas. La producción de cúmulos estelares depende en gran medida de la eficiencia con la cual el gas se convierte en estrellas.

Una forma ilustrativa de entender la eficiencia de formación estelar es considerando un caso ideal: una nube de masa inicial M y tiempo de caída libre t_{ff} forma estrellas a una velocidad \dot{M}_* . En cualquier momento dado, la masa restante de gas es M_g y la masa en estrellas formadas es M_* . Entonces, se puede parametrizar la relación entre la tasa de formación estelar \dot{M}_* (SFR, por sus siglas en inglés), la masa actual de gas y el tiempo de caída libre como:

$$\dot{M}_* = \epsilon_{ff} \frac{M_g}{t_{ff}}, \quad (5.5)$$

donde ϵ_{ff} es la fracción de masa de una nube que se transforma en estrellas por

tiempo de caída libre de la nube. Como se describió anteriormente, el tiempo de caída libre es la escala temporal evolutiva natural para un sistema con auto-gravedad, de modo que una región en colapso gravitacional sin nada que inhiba la formación de estrellas tiene una $\epsilon_{ff} \approx 1$.

En la realidad, la tasa de formación estelar es menor que 1 debido a varios factores, algunos de ellos se describen a continuación:

- Los objetos protoestelares expulsan aproximadamente dos tercios de la masa de los núcleos progenitores mediante flujos a velocidades relativamente bajas, velocidades no suficientes para que el gas escape de la protonube a mayor escala. Cálculos analíticos estiman una eficiencia de formación estelar $\lesssim 0.5$ en cúmulos con velocidades de escape $v_{esc} \lesssim 1 \text{ km s}^{-1}$, lo que ha sugerido que estas emisiones podrían tener un papel limitado en la eficiencia de formación estelar en cúmulos (Matzner & Jumper, 2015).
- Los fotones ionizantes de las estrellas pueden calentar el gas circundante a temperaturas $\sim 10^4 \text{K}$, haciendo que la velocidad del sonido en esas zonas sea de $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$. El gas en estas condiciones no puede ser contenido por el material circundante ni por la gravedad, por lo que fluirá hacia afuera en un viento conocido como flujo de champán, expulsando masa de la nube. La masa eliminada en este proceso puede ser considerable: cálculos recientes sugieren que una población de estrellas de $10^4 M_{\odot}$ podría expulsar alrededor de 10 veces su propia masa en unos pocos millones de años (de Boer & Seggewiss, 2020).
- Las estrellas masivas con temperaturas superficiales $\gtrsim 25000 \text{K}$ generan fuertes vientos con velocidades de miles de kilómetros por segundo. Los choques entre estos vientos y con el medio interestelar circundante producen regiones con temperaturas de $\sim 10^7 \text{K}$. La alta presión de estas zonas es capaz de empujar el gas frío circundante y expulsarlo de la nube, interrumpiendo de esta manera la formación estelar (Koo & McKee, 1992; Tenorio-Tagle et al., 2019).
- Las supernovas generan aproximadamente la misma cantidad de energía que los

vientos de estrellas calientes, pero de manera instantánea en lugar de manera gradual a lo largo de varios millones de años. Algunas simulaciones encuentran que las supernovas destruyen eficazmente nubes moleculares (Wareing et al., 2016), mientras que otros consideran que sus efectos son modestos en comparación con otros mecanismos de retroalimentación (de Boer & Seggewiss, 2020).

5.5. Función de luminosidad y función de masa inicial

Un aspecto importante para comprender la formación de estrellas y las poblaciones estelares en los cúmulos es la comparación entre observaciones y modelos. Tales comparaciones utilizan la distribución de estrellas en función de su brillo, es decir, una función de luminosidad; además, utilizan la estadística de las estrellas en función de la masa, dada por una función de masa.

Función de luminosidad

Esta función se puede obtener observacionalmente mediante un conteo de estrellas por intervalo de luminosidad. Las luminosidades requieren la determinación de la distancia, así como información en todas las longitudes de onda, aunque generalmente se utiliza la estadística del brillo en la banda V (visual, $\lambda 545 \text{ nm} \pm 44 \text{ nm}$). Sin embargo, la luminosidad de las estrellas cambia con su evolución, lo que implica que la función de luminosidad de un conjunto de estrellas varíe con el tiempo. Debido a que las estrellas gigantes rojas representan una fase relativamente corta en la evolución estelar y su luminosidad tiene una relación débil con la luminosidad de las estrellas progenitoras en la secuencia principal, se prefiere trabajar solo con la función de luminosidad de estrellas en secuencia principal de una población.

La función de luminosidad suele modelarse utilizando alguna función de masa para las estrellas en el cúmulo, junto con información sobre su evolución estelar. Luego, estas funciones teóricas de luminosidad se pueden comparar con las funciones de

luminosidad observadas para obtener información sobre la naturaleza e historia del cúmulo que se está estudiando.

Función de masa

La Función de Masa Inicial (IMF, por sus siglas en inglés) describe cuántas estrellas se formaron por unidad de masa en el intervalo disponible para la formación estelar. La IMF es importante para modelar la composición de grupos estelares actuales, poblaciones estelares y para comprender galaxias enteras, tanto en términos de su distribución espacial como para modelar las características presentes y pasadas de su emisión: síntesis espectral, flujo espectral, poder ionizante, etc. La función de masa estelar puede interpretarse como una función de densidad de probabilidad que describe la probabilidad de que una estrella con masa dm se forme dentro de una nube molecular. En el contexto de cualquier grupo estelar, se consideran dos tipos de funciones de masa: la Función de Masa Presente (PDMF), denotada como $N_P(m)$, que se observa en sistemas actuales; y la IMF, denotada como $N(m, Z, T, \dots)$, que es válida en el momento de la formación del sistema estelar. Estas dos funciones están relacionadas a través de los efectos de formación estelar adicional que ocurren con el tiempo, que se cuantifican mediante la tasa de formación estelar (SFR) $\Phi(t)$ y los efectos de la evolución estelar $E(t, m)$, que indican el tiempo durante el cual una estrella de masa m permanece en la fase de la secuencia principal, entonces:

$$N_P(m) = \int_0^{t_0} N(m, Z, T, \dots) E(t, m) \Psi(t) dt \quad (5.6)$$

con t_0 la edad de la estrella más vieja en el cúmulo. $N_P(m)$ es la PDMF solo de estrellas en la secuencia principal. La IMF puede depender de otros parámetros además de la masa (m), la metalicidad (Z), el tiempo (t) en el cual ocurrió la formación u otros parámetros. Suponiendo que la IMF es independiente de todos los parámetros excepto la masa en sí misma, se concluye que:

$$N_P(m) = N(m) \int_0^{t_0} E(t, m) \Psi(t) dt \quad (5.7)$$

La tasa de formación estelar $\Psi(t)$ (SFR) en el caso de los cúmulos estelares, se asume que todas las estrellas se formaron más o menos al mismo tiempo, es decir, en general, la duración de la formación estelar es mucho más pequeña que la edad del objeto. Por lo que la ecuación 5.7:

$$N_P(m) = N(m) \cdot E(t, m) \quad (5.8)$$

Esto significa que la PDMF y la IMF de los cúmulos estelares solo difieren por los efectos de la evolución estelar $E(t, m)$. Por lo tanto, los cúmulos estelares son objetos ideales, ya que la IMF del cúmulo puede derivarse de su PDMF. Además, los miembros de un cúmulo tienen la misma edad, distancia, enrojecimiento y composición química, por lo que no se requieren ajustes de las mediciones individuales.

A continuación se mencionan las IMF más usadas:

IMF Ley de potencias: Diferentes estudios han encontrado que la IMF tiene la forma de una ley de potencias:

$$\begin{aligned} dN(m) &\propto m^\alpha \cdot dm \\ dN &= \Gamma \cdot d \log m \\ dN &\propto m^{-x} \cdot d \log m \end{aligned} \quad (5.9)$$

Estas tres ecuaciones son equivalentes, y cualitativamente esto significa: pocas estrellas de alta masa y muchas estrellas de baja masa.

IMF Salpeter: Utilizando la nomenclatura de la ecuación $dN = \Gamma \cdot d \log m$ encontrada por Salpeter (1955), se tiene que, la función de masa inicial es la distribución de probabilidad diferencial de la masa estelar m por intervalo de masa logarítmico unitario, denotado como $N = N(\log m)$.

$$\Gamma := \frac{d \log N(\log(m))}{d \log m} \quad (5.10)$$

Γ se conoce como el índice de la IMF. Con esta definición, Γ se puede determinar para cualquier representación diferenciable de la IMF, es decir, la definición es independiente de la forma de la IMF.

Diversos estudios indican que la IMF está bien representada por leyes de potencias dentro de diferentes intervalos de masa (Scalo, 1986). A partir de estudios de diferentes intervalos de masa, se han encontrado exponentes típicos:

$$\begin{aligned}\Gamma &= -1.3 \pm 0.5 && \text{para } m > 10 M_{\odot} \\ \Gamma &= -1.7 \pm 0.5 && \text{para } 1 M_{\odot} < m < 10 M_{\odot} \\ \Gamma &= -0.2 \pm 0.3 && \text{para } m < 1 M_{\odot}\end{aligned}\tag{5.11}$$

Claramente, una IMF como ley de potencias no tiene una pendiente única (de Boer & Seggewiss, 2020).

Capítulo 6

Modelo hidrodinámico

En este capítulo se describe el modelo hidrodinámico que origina vientos no estacionarios de supercúmulos estelares. Se considera la retroalimentación estelar mediante vientos estelares y explosiones de supernova con distribuciones de densidad dependientes del radio, así como el enfriamiento radiativo del gas y su calentamiento por rayos cósmicos. La solución hidrodinámica es un flujo multifase. Los modelos de vientos generados por súper cúmulos estelares han evolucionado desde el trabajo pionero de Chevalier & Clegg (1985), quienes presentaron una solución de viento adiabático estacionario para cúmulos con densidad estelar uniforme. Dicha solución proponía que entre más masivo es el cúmulo, más fuertes son sus vientos. El modelo fue extendido en Rodriguez-Gonzalez et al. (2007), quienes presentaron la solución para cúmulos con distribución estelar de ley de potencias. Otros trabajos como el de Silich et al. (2011) obtienen la solución estacionaria de cúmulos estelares con distribución densidad estelar exponencial. Mientras que Palouš et al. (2013) presentan la solución estacionaria para cúmulos con distribuciones de estrellas más realistas, densidades tipo Schuster, las cuales se describirán más adelante. Por otro lado, Silich et al. (2011) identifican que el enfriamiento radiativo juega un papel muy importante en la solución hidrodinámica, por lo que su modelo semi-analítico indica que dentro de súper cúmulos (con densidad de estrellas uniforme) el gas es térmicamente inestable y se enfría. La zona térmicamente inestable crece a medida que se consideran cúmulos más masivos

(más luminosos), haciendo menos energético el viento del cúmulo estelar. Resultado opuesto a lo encontrado por Chevalier & Clegg (1985). Una vez comprendida la importancia del enfriamiento radiativo, Wünsch et al. (2007), determinan el límite crítico para la luminosidad (o equivalentemente la masa) de cúmulos con densidad estelar constante, límite que separa soluciones de viento estacionario cuasi-adiabáticas de soluciones no estacionarias con enfriamiento catastrófico. En Wünsch et al. (2008), se presentó la solución en 2D de vientos de supercúmulos estelares con luminosidades por encima del límite crítico. La solución es bimodal, con una zona de estancamiento dentro del cúmulo y un viento generado por el gradiente de presión entre la zona de estancamiento y el borde del cúmulo. Es muy importante resaltar la conclusión de esta solución: la zona de estancamiento (compuesta de medio interestelar en múltiples fases) contiene filamentos y grumos densos y fríos, producto del fuerte enfriamiento radiativo, material que podría colapsar gravitacionalmente y originar un nuevo episodio de formación estelar. Esta última solución tiene el inconveniente de que se parte de una distribución de estrellas uniforme dentro del volumen esférico del cúmulo, suposición que se aleja de las distribuciones estelares reales. Por tal motivo, en Palouš et al. (2013) extienden el modelo considerando distribuciones estelares más realistas, de las cuales obtuvieron soluciones radiativas estacionarias en 1D y establecieron la luminosidad crítica de cúmulos en función de su densidad estelar.

En esta tesis se extiende el modelo de Palouš et al. (2013):

1. Considerando soluciones 2D y 3D en el régimen de enfriamiento catastrófico (por encima de la luminosidad crítica).
2. Añadiendo el calentamiento por rayos cósmicos a las ecuaciones hidrodinámicas.

El primer punto, es para verificar si se forma una zona de estancamiento de gas frío dentro del volumen de los cúmulos con distribuciones estelares realistas; mientras que el segundo, es para determinar si el calentamiento por rayos cósmicos inhibe la formación de grumos y filamentos de gas frío. A continuación se describe el modelo hidrodinámico, ecuaciones relevantes y suposiciones, los modelos de referencia y el código utilizado para resolver las ecuaciones.

6.1. Casos de estudio

El modelo hidrodinámico consiste de un cúmulo esférico y compacto de estrellas jóvenes, que en conjunto generan tasas de eyección constante para de masa y energía (luminosidad mecánica) constantes, M_{SC} y L_{SC} , respectivamente. Se considera que las estrellas se distribuyen en el volumen de acuerdo a un perfil de densidad generalizado de Schuster (Ninković, 1998):

$$\rho_{\star}(r) = \frac{\rho_{\star 0}}{[1 + (r/R_C)^2]^{\beta}}. \quad (6.1)$$

con $\rho_{\star 0}$ la densidad estelar central, r es la distancia al centro del cúmulo, R_C es radio característico del cúmulo (conocido como radio del core) y $\beta \geq 0$ es un parámetro que define la concentración de estrellas en el volumen del cúmulo. La masa acumulada a radio r esta dado como:

$$M_{SC}(r) = \int_0^r \frac{4\pi\rho_{\star 0}x^2 dx}{[1 + (x/R_C)^2]^{\beta}} \quad (6.2)$$

Como muestra Palouš et al. (2013), el resultado de la integral se puede expresar en términos de funciones hipergeométricas, y se concluye que si $\beta \leq 3/2$ y $r \rightarrow \infty$, la masa del cúmulo es infinita. Sin embargo, si $\beta > 3/2$, la masa es finita, incluso para un radio infinito. Para que la masa se mantenga finita en lo casos $\beta \leq 3/2$ se debe truncar la distribución estelar a un radio R_{SC} .

Se asume que la energía mecánica que es depositada por las estrellas masivas y las explosiones de supernova es termalizada por colisiones aleatorias de vientos estelares cercanos y con el material eyectado por las supernovas. Además que las fuentes de masa y energía se distribuyen en proporción directa a la densidad estelar local, por lo que la masa y energía depositadas por unidad de tiempo y unidad de volumen, q_m y q_e respectivamente, están dadas por:

$$q_m(r) = q_{m0}[1 + (r/R_C)^2]^{-\beta} \quad (6.3)$$

$$q_e(r) = q_{e0}[1 + (r/R_C)^2]^{-\beta} \quad (6.4)$$

donde las constantes de normalización $q_{e0} = L_{SC}/V_{vol,SC}$ y $q_{m0} = 3\dot{M}_{SC}/V_{vol,SC}$. En la siguiente figura se presenta los modelos que se han elegido para este trabajo

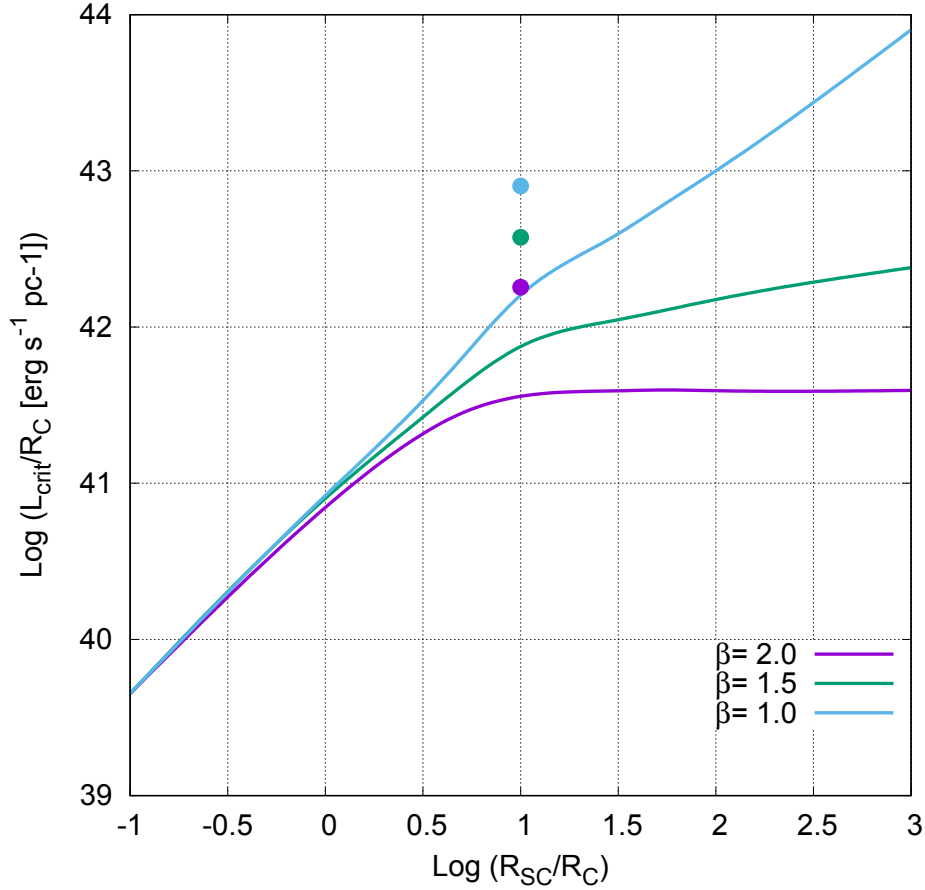


Figura 6.1: Diagrama universal de la luminosidad crítica L_{crit} (líneas) para tres distribuciones de densidad estelar (definidas por β), en función del tamaño de los cúmulos (R_{SC}/R_C). Los casos seleccionados (puntos) se encuentran a la misma distancia de su respectiva línea crítica. Recordar que por debajo de cada línea, el enfriamiento es cada vez menos importante y las soluciones son estacionarias.

La Tabla (6.1) muestra los parámetros de los modelos estudiados. En todos los casos se consideró metalicidad solar ($Z = Z_{\odot}$), se utilizaron las funciones de enfriamiento descritas en el Capítulo 4 en simulaciones 2D y 3D, con y sin calentamiento por rayos cósmicos. La Figura 6.1 muestra en un diagrama universal las líneas críticas para $\beta = 1, 1.5$ y 2 , obtenidas por Palouš et al. (2013). En este trabajo se reprodujeron las

líneas para localizar los casos estudiados en esta tesis (puntos de colores). Todos los casos están a un valor 5 veces por encima de su respectiva línea crítica, esto asegura un fuerte enfriamiento radiativo y soluciones no estacionarias, y además permite hacer comparaciones entre los casos. Notar que el radio R_{SC} de los cúmulos seleccionados es 10 veces mayor que el radio del core R_C , lo cual está dentro de parámetros reales de cúmulos globulares y súper cúmulos estelares.

Tabla 6.1: Tabla de modelos propuestos para la realización de las simulaciones.

Modelos de referencia					
Modelo	β	Radio del núcleo $R_C(\text{pc})$	Radio del cúmulo $R_{SC}(\text{pc})$	Luminosidad mecánica $L_{SC}(\text{ergs/s})$	Metalicidad Z
MI	1.0	1.0	10	8×10^{42}	1
MII	1.5	1.0	10	3.75×10^{42}	1
MIII	2.0	1.0	10	1.8×10^{42}	1

6.2. Código ZEUS-3D

El conjunto de ecuaciones diferenciales parciales que modelan la hidrodinámica del modelo a estudiar son:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = q_m; \quad (6.5)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e \vec{v}) = -P \nabla \cdot \vec{v} + q_e - Q + H; \quad (6.6)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = \frac{-\nabla(P + P_{cr})}{\rho}; \quad (6.7)$$

$$P = (\gamma - 1)e \quad (6.8)$$

Donde ρ es la densidad volumétrica, P la presión térmica, e es la densidad de energía interna y v el campo de velocidad del gas. El índice γ es la razón entre los calores específicos a presión (C_P) y volumen (C_V) constantes, con un valor de 5/3 en este caso. Además q_m y q_e representan las tasas de deposición de masa y energía por unidad de volumen, respectivamente, que fueron descritas con anterioridad. Q representa la tasa de enfriamiento del gas por unidad de volumen dada por la ecuación 4.16 descrita en el Capítulo 4. Finalmente, H es el calentamiento generado por rayos cósmicos, que fue explicado en el Capítulo 4. La presión generada por los rayos cósmicos, denotada como P_{CR} , se describe comúnmente mediante la ecuación de estado $P_{CR} = (1 - \gamma_{CR})\epsilon_{CR}$, donde γ_{CR} representa la razón entre los calores específicos a presión y volumen, que tiene un valor de 4/3, y ϵ_{CR} es la densidad de energía asociada a los rayos cósmicos. Estos últimos términos agregados a la Ecuación de conservación de energía (Ecuación (6.6)) y a la Ecuación de Euler (Ecuación (6.7)) y son las que diferencian esta tesis con trabajos anteriores.

La resolución del problema hidrodinámico, se realizó a través de simulaciones numéricas. Se optó por el uso del código magneto hidrodinámico ZEUS-3D en su versión 3.6. El código ZEUS-3D es multidisciplinario, escrito principalmente en el lenguaje FORTRAN77, para problemas astrofísicos, pero no limitado a estos (Clarke, 2015). El código ZEUS-3D, es un código multifísico escrito en forma covariante, en el cual se consideran los efectos de los campos magnéticos, autogravedad, viscosidad, enfriamiento radiativo, enfriamiento molecular, y diversas ecuaciones de estado isotérmicas, adiabáticas o politrópicas ??.

6.3. Condiciones iniciales y de frontera

Para este trabajo se selecciono como condición inicial la solución de viento adiabático de cúmulo estelar con una masa de $10^6 M_{\odot}$, radio 10 pc, una velocidad terminal de viento adiabático $V_{\infty} = 1000$ km/s. La masa y la energía depositadas dentro del cúmulo se determinó de acuerdo con el radio, luminosidad mecánica y metalicidad en cada caso como se indica en la Tabla 6.1. Se eligieron condiciones de frontera de salida en ambas fronteras de r y como reflectantes en las fronteras de θ y ϕ . Se utilizó la opción de malla escalada en r y malla uniforme en θ y ϕ .

6.4. Mallado computacional

Los cálculos presentados en esta tesis se realizaron en coordenadas esféricas polares en 3 dimensiones (r , θ y ϕ). El dominio computacional consiste de una sección esférica con radio mínimo $r_{min} = 0.5pc$ y radio máximo $r_{max} = 20pc$, representada de manera gráfica en la Figura 6.2; para la dirección θ se tomó el intervalo $60^{\circ} \leq \theta \leq 120^{\circ}$; se utilizó la misma apertura en la dirección ϕ . El dominio angular

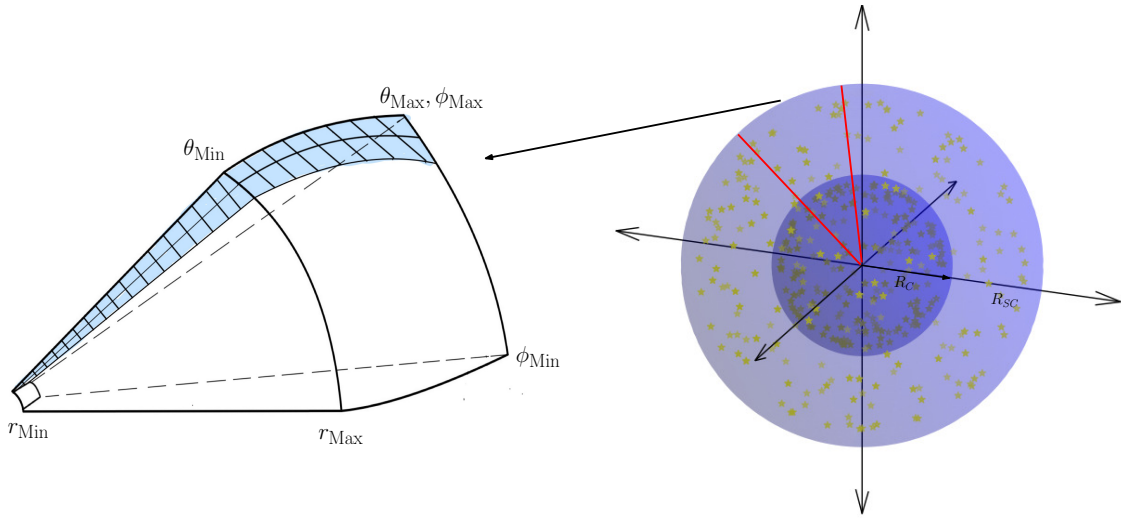


Figura 6.2: Representación gráfica del mallado computacional. En el lado derecho se muestra cúmulo esférico del modelo propuesto, señalando los radios. Del lado izquierdo se muestra el mallado computacional simulado, mostrando la estructura y posición de las coordenadas r , θ y ϕ .

se discretizó con una malla uniforme, es decir, $\Delta\theta_i = \Delta\phi_i = \text{constante}$. Mientras que la coordenada radial se discretizó con una malla escalada, en la que cada coordenada es un múltiplo de la anterior: $r_i = \alpha r_{i-1}$; de esta manera $\Delta r_i = r_i - r_{i-1} = r_i(1 - 1/\alpha)$. El valor de α se determinó mediante la condición de que las zonas conserven una forma aproximadamente cúbica: $\Delta r_i \sim r_i \Delta\theta = r_i \Delta\phi$, lo cual implica que $\alpha = 1/(1 - \Delta\theta)$. Considerando que se utilizaron 50 zonas en θ y ϕ , resulta que $\Delta\theta = \Delta\phi = 1.2^{\circ}$ y $\alpha = 1.0214$.

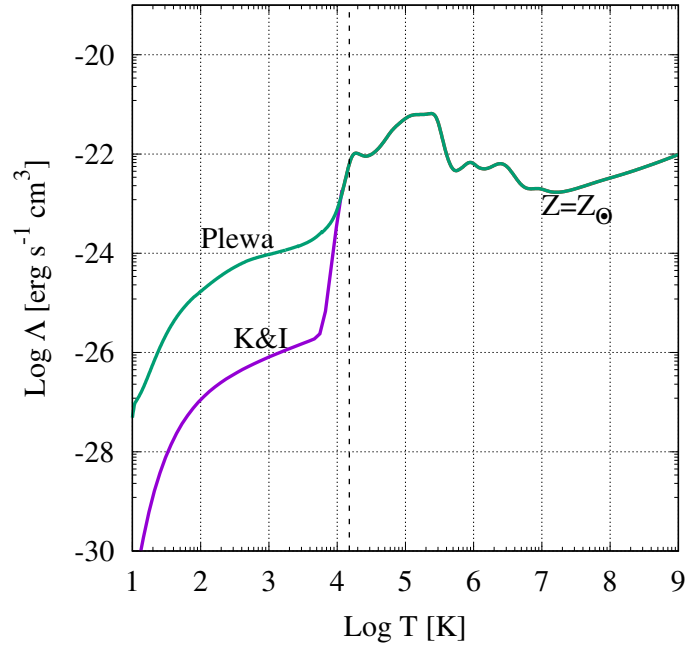


Figura 6.3: Funciones de enfriamiento utilizadas en las simulaciones de exploración (ver Capítulo 4): datos tabulados por Plewa, línea verde; función compuesta con la parametrización de Koyama & Inutsuka (línea morada) + tabla de Plewa.

Para la coordenada radial se utilizaron 155 celdas, por lo que $\Delta r_i = 0.02095 r_i$. Con estos parámetros se conserva la forma de cada celda y se tiene una mayor resolución en las zonas cercanas al centro.

6.5. Modelos de prueba

Como se mencionó al inicio de este capítulo, la termalización de los vientos estelares y explosiones de supernova dentro del cúmulo estelar eleva la temperatura del gas a $T \sim 10^7 \text{ K}$, por lo que los modelos adiabáticos resultan en vientos de cúmulos estelares que se mueven a velocidades de varios kilómetros por segundo. Sin embargo, si se considera el enfriamiento radiativo, las zonas más densas son térmicamente inestables y se enfrían de manera catastrófica, generando grumos y filamentos que alcanzan temperaturas por debajo de 100 K. En este punto es importante enfatizar que los procesos de enfriamiento a $T < 10^4 \text{ K}$ aún no están bien determinados, esto se puede ver en la Figura (6.3), en la que para una misma metalicidad se tienen dos curvas para la función de enfriamiento Λ , que difieren en 2 órdenes de magnitud a $T = 10^3 \text{ K}$ e incluso más a $T \sim 10 \text{ K}$. Se realizaron simulaciones de exploración en 2D utilizando las funciones de enfriamiento mencionadas, esto con el objetivo de determinar con cuál de ellas se obtienen grumos y filamentos fríos ($T < 100 \text{ K}$), que pudieran ser calentados por rayos cósmicos. De lo contrario, si la solución es un gas ionizado (caliente), el efecto de calentamiento por rayos cósmicos es nulo pues no hay nada que calentar.

Las simulaciones se realizaron para una malla de $r \times \theta$ de 128×64 respectivamente, para un cúmulo de estrellas con perfil de densidad de Schuster con $\beta = 2$, radio $R_{SC} = 100\text{pc}$, radio del core $R_C = 5\text{pc}$, masa total $M_{SC} = 10^6 M_\odot$, luminosidad mecánica $L_{SC} = 1 \times 10^{42}\text{ergs/s}$ y velocidad terminal del viento $V_\infty = 1000 \text{ km s}^{-1}$. Se eligió el perfil con $\beta = 2$ porque es el que tiene la menor luminosidad crítica para los parámetros utilizados, es decir, se garantiza que el cúmulo está en un régimen de enfriamiento catastrófico.

Los resultados se muestran mediante mapas de temperatura en la Figura (6.4): utilizando la función de enfriamiento compuesta de Koyama & Inutsuka + Plewa (panel superior izquierdo) y utilizando solo la función de Plewa (panel inferior izquierdo). Si bien, en ambos casos la solución hidrodinámica muestra una solución multifase, con filamentos y grumos, se concluye que la tasa de enfriamiento calculada con la función de Koyama & Inutsuka no es suficiente para que la temperatura de los filamentos caiga por debajo de 100 K, ver paneles de la derecha.

Para una mejor apreciación de los flujos resultantes, se elaboraron diagramas de fase entre las variables: presión P , densidad ρ , densidad numérica n y temperatura T . Estos diagramas se muestran en la Figura (6.5): paneles superiores, solución utilizando Koyama & Inutsuka + Plewa; paneles inferiores, utilizando sólo Plewa. Cada punto de los diagramas corresponde a los valores de las variables en cada celda del dominio computacional. La distribución de los puntos está fuertemente influenciada por las funciones de enfriamiento utilizadas (paneles superiores vs paneles inferiores). Si bien en el primer caso no se obtiene la fase molecular ($T < 100 \text{ K}$, de alta densidad), en el segundo caso si se obtienen las diferentes fases del medio interestelar descritas en el Capítulo 3, estas se aprecian en la escala de colores. En el siguiente capítulo se describirán con mayor detalle los diagramas de fase de los casos de estudio de esta tesis (ver Tabla 6.1)

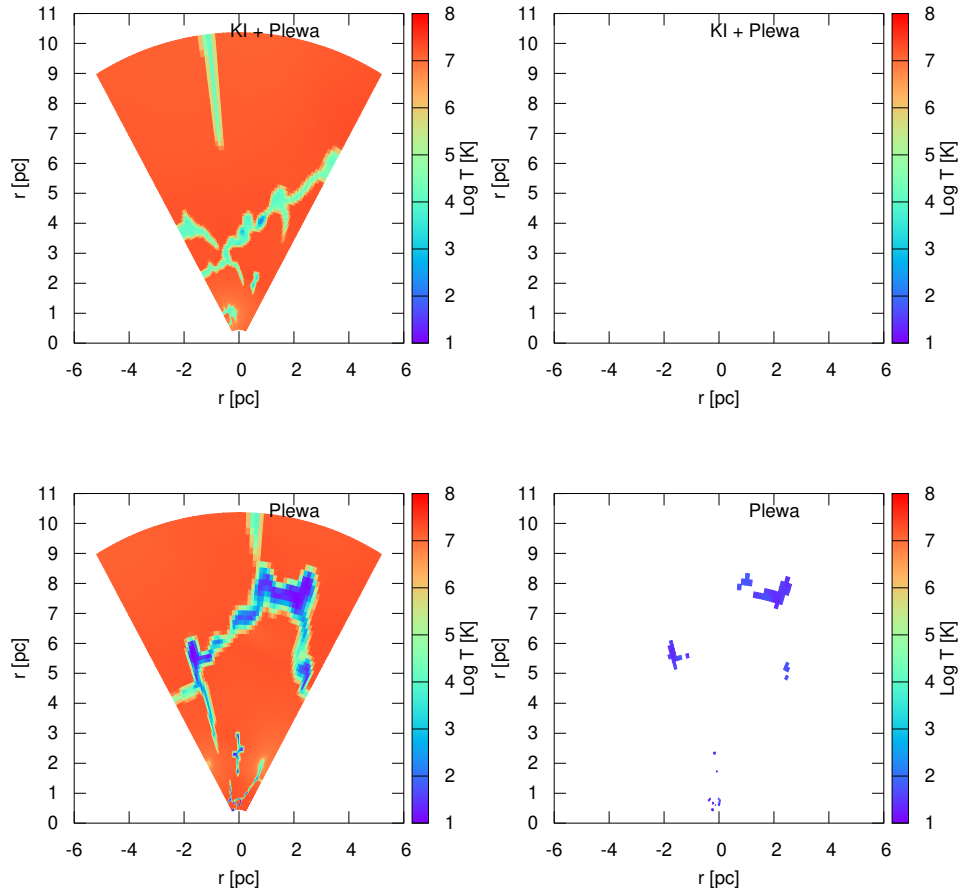


Figura 6.4: Mapas de temperatura del flujo multifase resultante para el modelo de prueba. Arriba y a la izquierda utilizando Koyama & Inutsuka + Plewa. Abajo y a la izquierda utilizando sólo Plewa. Los paneles de la derecha muestran únicamente las zonas con $T \leq 100$ K.

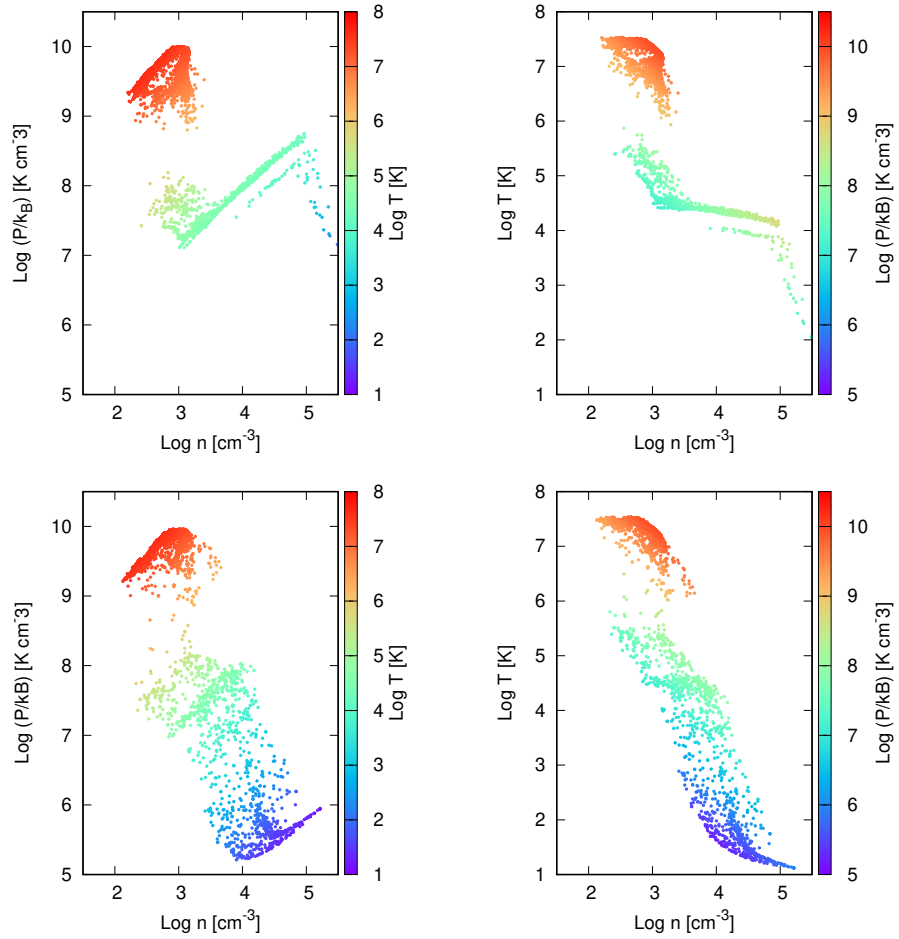


Figura 6.5: Diagramas de fase para los casos de prueba descritos en el texto: utilizando función de enfriamiento de Koyama & Inutsuka + Plewa (paneles superiores) y utilizando sólo Plewa (paneles inferiores).

Capítulo 7

Resultados obtenidos

Una vez que se verificó que la función de enfriamiento de Plewa es la que permite obtener soluciones con temperaturas por debajo de 100 K, lo subsiguiente es incluir en las simulaciones el calentamiento por rayos cósmicos (Ver ecuaciones-[6.5-6.7]) para determinar los efectos en la formación de grumos y filamentos fríos.

7.1. Simulaciones 2D

Para ver el efecto que causa el término de calentamiento, primero se realizaron simulaciones en 2D (como en las simulaciones de prueba, pero con el doble de resolución), utilizando los parámetros de los 3 modelos descritos en la Tabla 6.1. Los resultados de simular éstas condiciones se muestran en las Figuras (7.1),(7.2) y (7.3), para los modelos MI, MII y MIII, respectivamente. Éstas figuras permiten comparar la solución sin calentamiento por rayos cósmicos (paneles superiores) contra la solución con calentamiento, para el mismo tiempo t . De manera cualitativa, en estos mapas de temperatura se observa que en los tres casos el calentamiento afecta en la distribución de los grumos y filamentos fríos, ver paneles derechos en cada caso. También se puede notar que los grumos y filamentos en los casos con calentamiento son más extendidos, esto se debe a que el calentamiento produce un aumento en la temperatura del gas y en consecuencia aumenta la presión de esas zonas, lo cual hace que se expandan.

Es importante notar que aunque en todos los casos el gas caliente ocupa la mayor parte del volumen simulado, es la fase fría la que contiene la mayor parte de la masa. Debido a que las diferentes fases del flujo resultante tienen estructuras muy complejas. Para calcular la masa en cada fase de manera apropiada es necesario implementar simulaciones 3D.

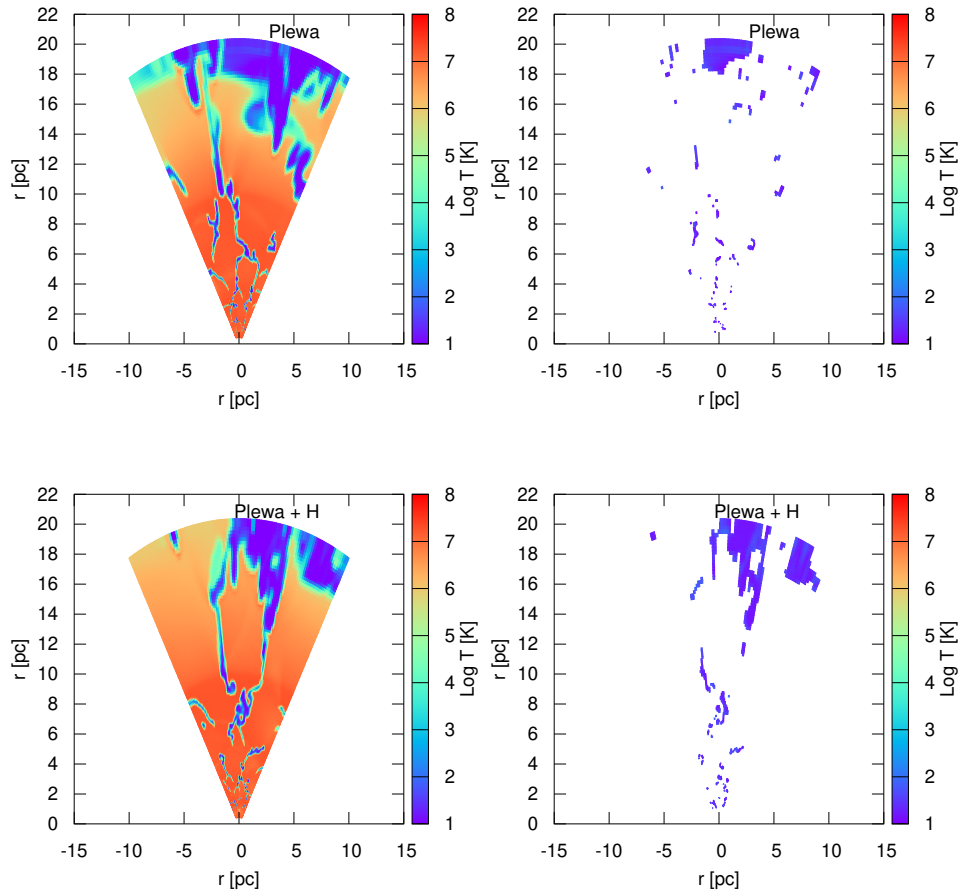


Figura 7.1: Mapas de temperatura para el modelo MI. Paneles superiores- solución sin calentamiento por rayos cósmicos y utilizando la función de enfriamiento de Plewa: a la izquierda el flujo multifase y a la derecha la fase fría ($T < 100$ K). Paneles inferiores- solución con calentamiento por rayos cósmicos y utilizando la función de enfriamiento de Plewa: a la izquierda el flujo multifase y a la derecha la fase fría ($T < 100$ K).

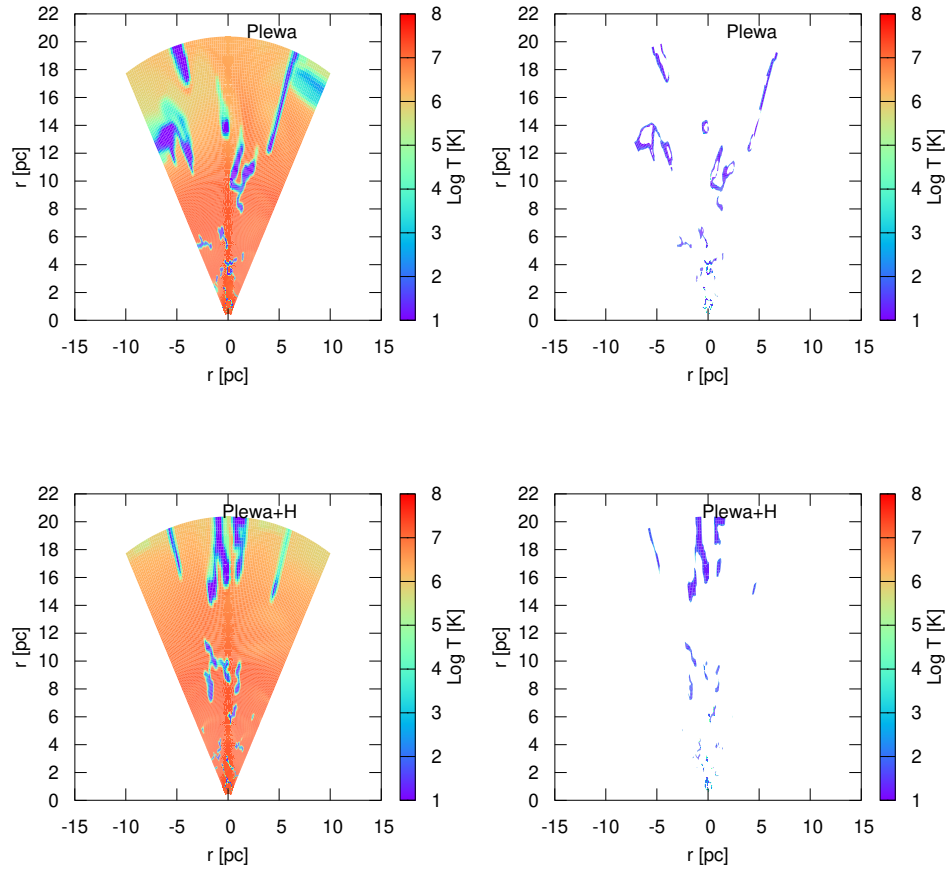


Figura 7.2: Mapas de temperatura para el modelo MII. Paneles superiores- solución sin calentamiento por rayos cósmicos y utilizando la función de enfriamiento de Plewa: a la izquierda el flujo multifase y a la derecha la fase fría ($T < 100$ K). Paneles inferiores- solución con calentamiento por rayos cósmicos y utilizando la función de enfriamiento de Plewa: a la izquierda el flujo multifase y a la derecha la fase fría ($T < 100$ K).

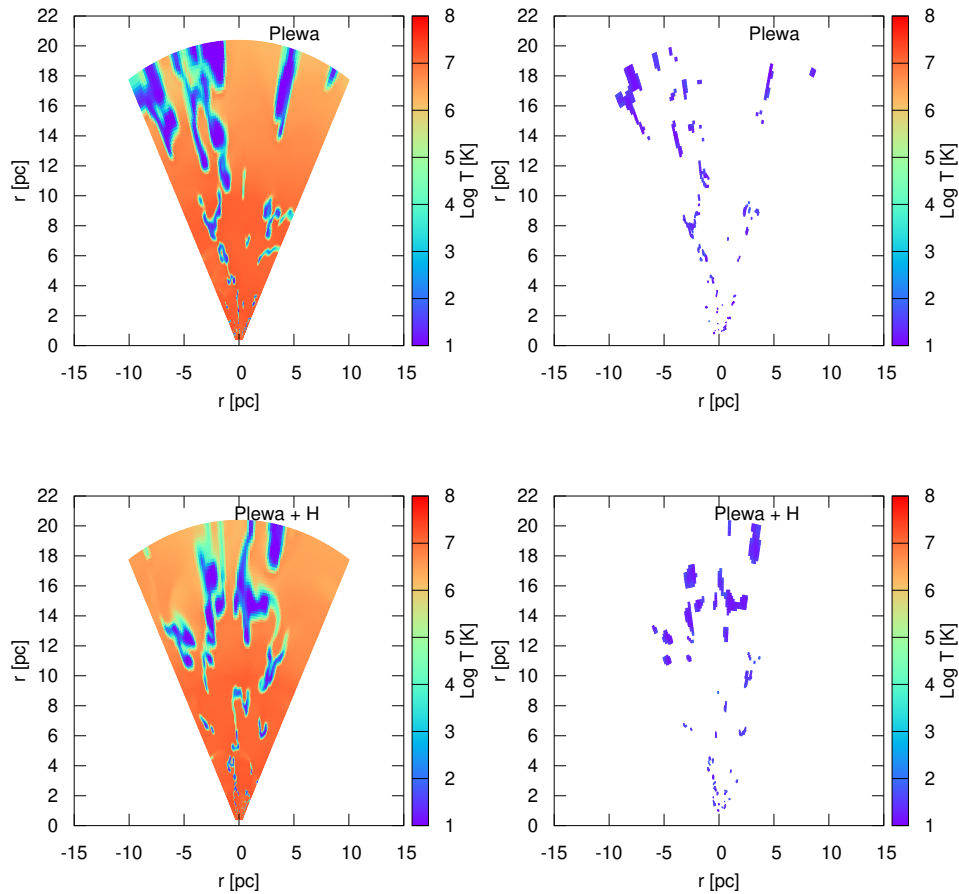


Figura 7.3: Mapas de temperatura para el modelo MIII. Paneles superiores- solución sin calentamiento por rayos cósmicos y utilizando la función de enfriamiento de Plewa: a la izquierda el flujo multifase y a la derecha la fase fría ($T < 100$ K). Paneles inferiores- solución con calentamiento por rayos cósmicos y utilizando la función de enfriamiento de Plewa: a la izquierda el flujo multifase y a la derecha la fase fría ($T < 100$ K).

7.2. Simulaciones en 3D

Para cuantificar las propiedades de las diferentes fases de la solución hidrodinámica, se implementaron simulaciones 3D para los 3 modelos de la Tabla 6.1. Haciendo un compromiso entre el tiempo de cómputo y la resolución espacial, se decidió utilizar una malla de $155 \times 50 \times 50$, para las coordenadas r , θ , ϕ , respectivamente. El tiempo simulado es de 1 millón de años, lo cual implica 30 días de cómputo en una PC a 2.5Hz y 8 GB de RAM. En todos los casos se utilizó como condición inicial, la solución adiabática de un cúmulo con densidad estelar constante.

En las simulaciones 3D es difícil apreciar las propiedades del flujo del gas multifase, incluso si se separa solo una de las fases, como se verá más adelante. Una forma de visualizar las simulaciones en 3D es haciendo cortes. Las Figuras (7.4), (7.5) y (7.6) muestran para un tiempo t , cortes a diferentes radios del dominio computacional para la densidad del flujo de los modelos MI, MII y MIII, respectivamente. Cada una de estas capas (planos $\theta - \phi$) muestran la distribución de densidad en las diferentes fases, en particular y como se observó en la solución 2D, las zonas más densas están unidas mediante filamentos fríos.

Identificación de las fases del gas que componen el flujo

Una caracterización más detallada del flujo se obtiene mediante los diagramas de fase, diagramas $n - P$ y $n - T$. Las Figuras (7.8)-(7.10) muestran los diagramas de fase para los 3 modelos simulados, estos modelos contrastan con los presentados en las simulaciones 2D. Una comparación a simple vista entre los casos 3D no permite distinguir diferencias significativas; sin embargo, en los diagramas $n - P$ se muestra claramente que cada una de las fases del gas (ver la escala de temperatura en colores) está agrupada en franjas diagonales y que la solución hidrodinámica confirma la coexistencia de diferentes fases en equilibrio de presión (línea horizontal en el diagrama $n - P$), tal como se indicó en el Capítulo 3. En los diagramas $n - T$ se marcan diferentes zonas que definen cada fase del medio interestelar. La zona D es la fase caliente ($T \geq 10^6\text{K}$), también llamada fase coronal, esta está bien delimitada y tiene las presiones más altas producto de la termalización del gas. Esta fase se debería observar como una zona extendida en rayos-X, dado que ocupa gran parte del volumen. La zona C corresponde al gas ionizado o también conocido como región HII ($10^4 \lesssim T \lesssim 10^6\text{K}$), la cual debería ser observada en el ultravioleta. Las discontinuidades observadas en las zonas C y D, también observadas en los diagramas $n - P$, se deben a que el gas es térmicamente inestable a esas temperaturas. Estas regiones térmicamente inestables tiene que ver con la pendiente de la función de enfriamiento a esas temperaturas y fueron identificadas por Schartmann et al. (2009), ver Figura (7.7). La zona B representa el gas neutro, el cual podría ser observado en el óptico e infrarrojo cercano, así como en ondas de radio mediante la línea de 21 cm del hidrógeno. La zona

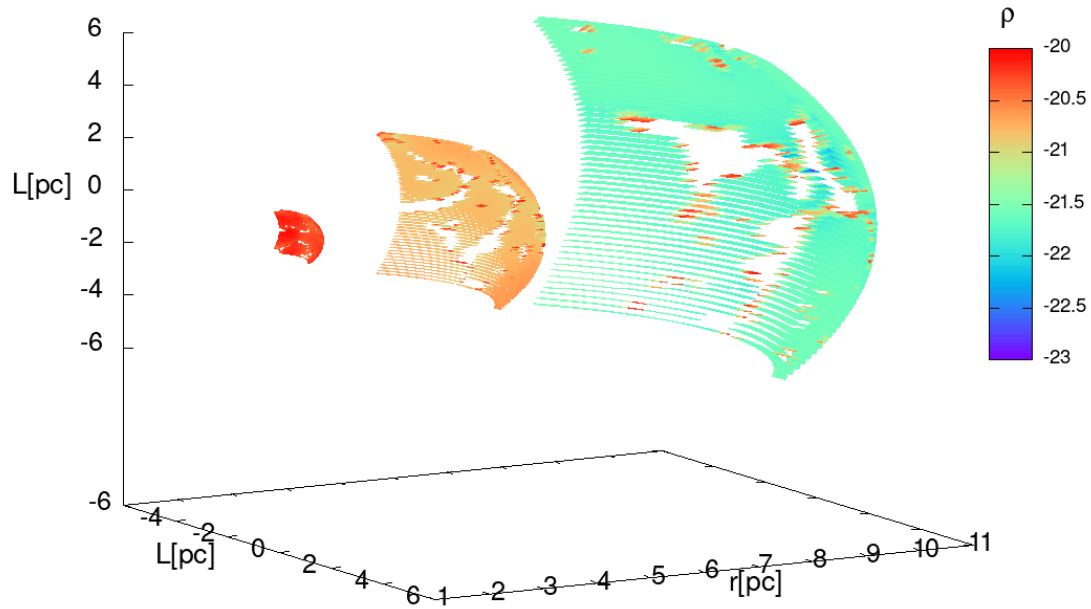


Figura 7.4: Representación a un corte radial en un tiempo específico t para el modelo MI. La figura representa la densidad del flujo ρ [gr/cm³] en este modelo en diferentes radios del dominio computacional.

A corresponde a la fase molecular (la cual emitiría en el infrarrojo lejano o submilimétrico) y es la que forma los grumos y filamentos observados en la solución hidrodinámica, y la que eventualmente podría dar origen a una nueva generación de estrellas.

Análisis de masa de las diferentes fases del flujo

Los mapas 2D y los *slices* de las simulaciones 3D muestran que el volumen ocupado por la fase caliente es mucho mayor que el ocupado por el medio frío. Sin embargo, la mayor parte de la masa está contenida en las fases frías. Para cuantificar la masa que hay en cada una de las 4 fases del gas que compone el flujo, se utilizaron los datos de las simulaciones 3D. Es decir, para un tiempo t la masa en cada fase es la suma de la masas de cada una de las zonas que se encuentran a la

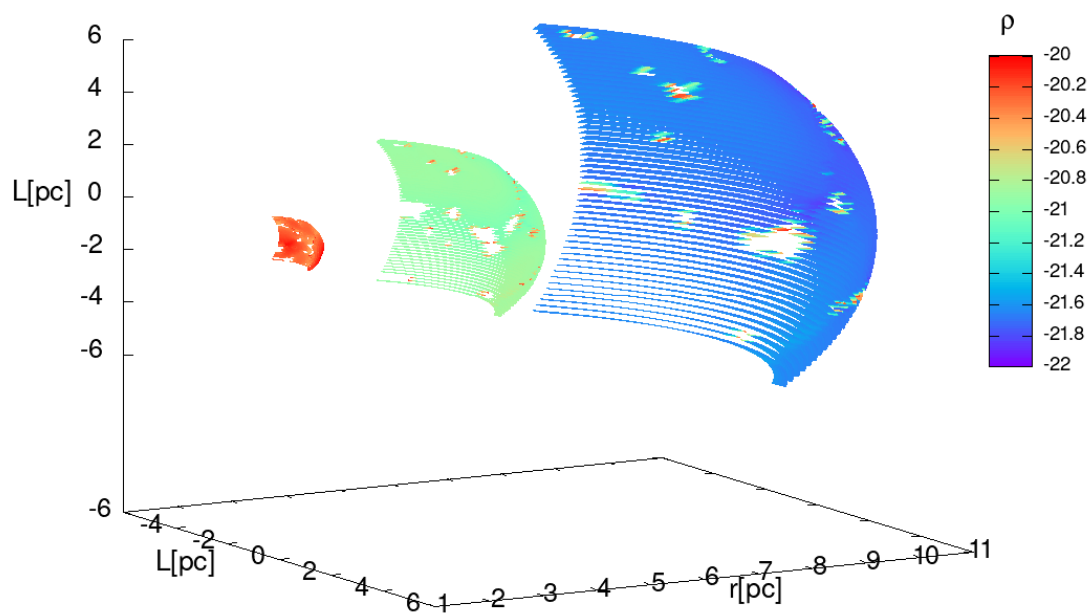


Figura 7.5: Se presenta la distribución de densidad en diferentes fases para el modelo MII. Al igual que en la Figura 7.4, este corte radial se realiza en un tiempo t específico. La figura permite observar cómo varía la densidad del flujo ρ [gr/cm^3] a través de diferentes radios en el modelo MII.

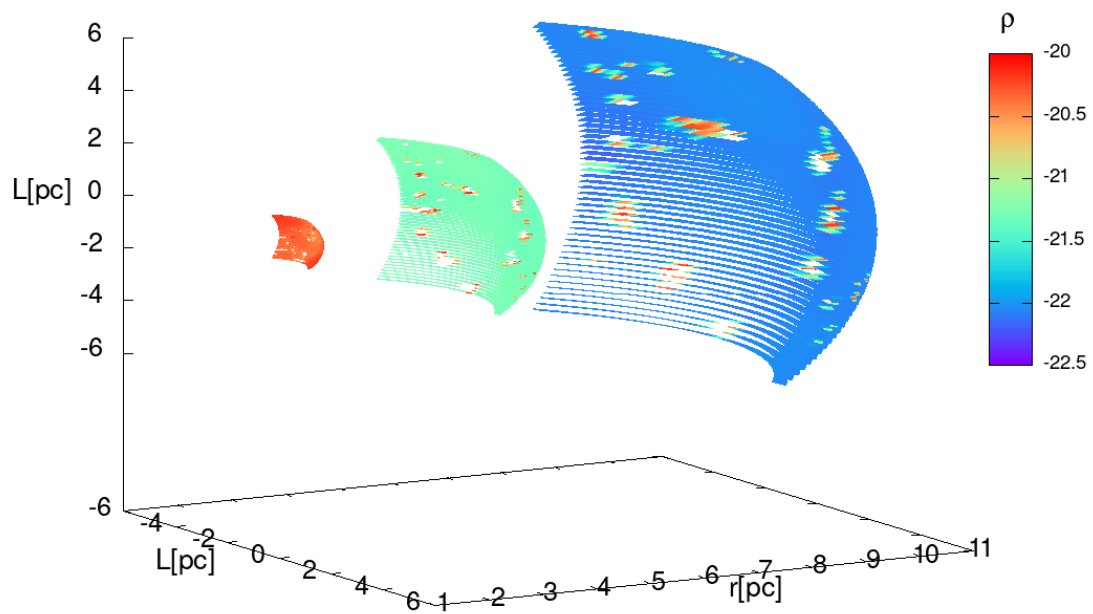


Figura 7.6: Representación a un corte radial de el modelo MIII en un tiempo t específico. Notamos la densidad del flujo ρ [gr/cm^3] varia a diferentes radios, además estos están unidos por filamentos fríos.

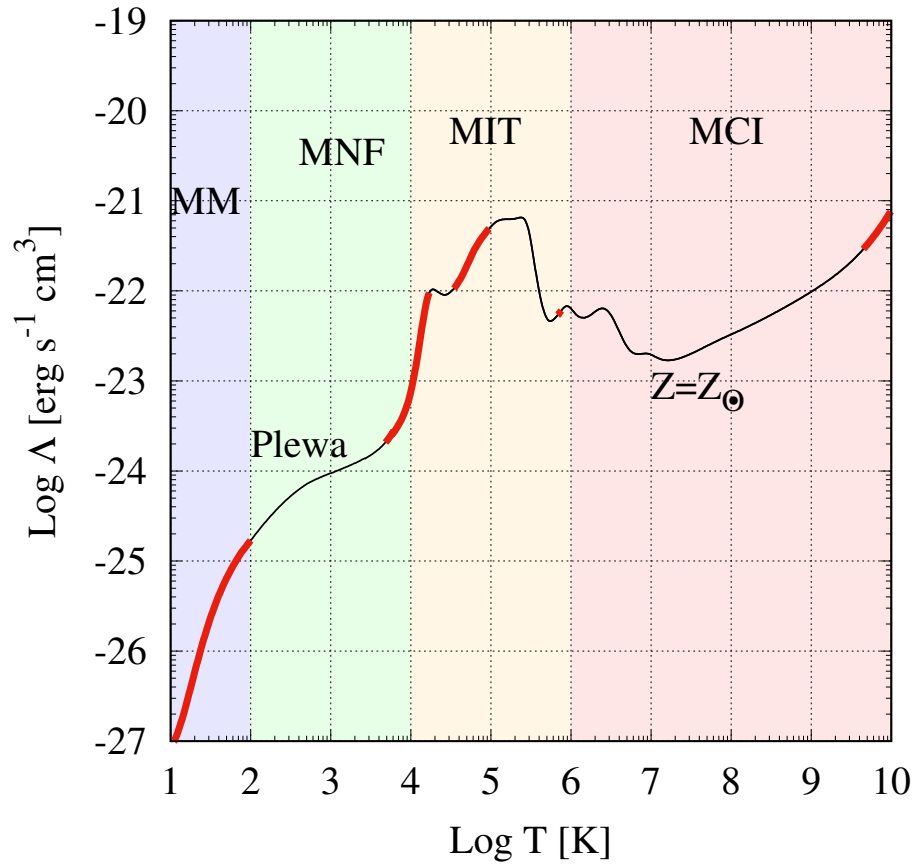


Figura 7.7: Curva de enfriamiento de Plewa (Plewa, 1995), donde las regiones coloreadas marcan las 4 fases identificadas de acuerdo a su temperatura: el medio molecular (MM_s), el medio neutro frío (MNF), el medio ionizado tibio (MIT) y el medio caliente ionizado (MCI). Los segmentos de color rojo marcan las partes térmicamente estables de la curva de enfriamiento. Figura adaptada de Schartmann et al. (2009).

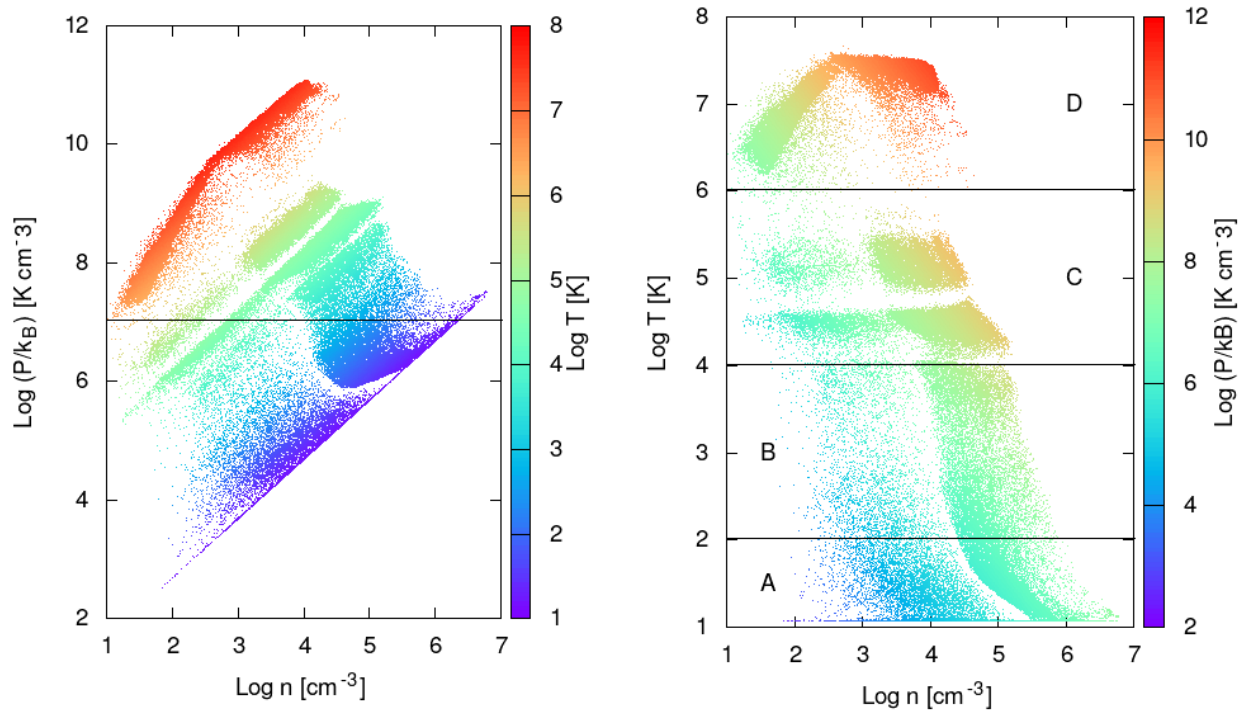


Figura 7.8: Diagramas de fase para el modelo MI. Los diagramas $n - P$ y $n - T$ revelan la coexistencia de diferentes fases en equilibrio de presión. Estos diagramas proporcionan una visión detallada de cómo se distribuyen las diferentes fases del medio interestelar.

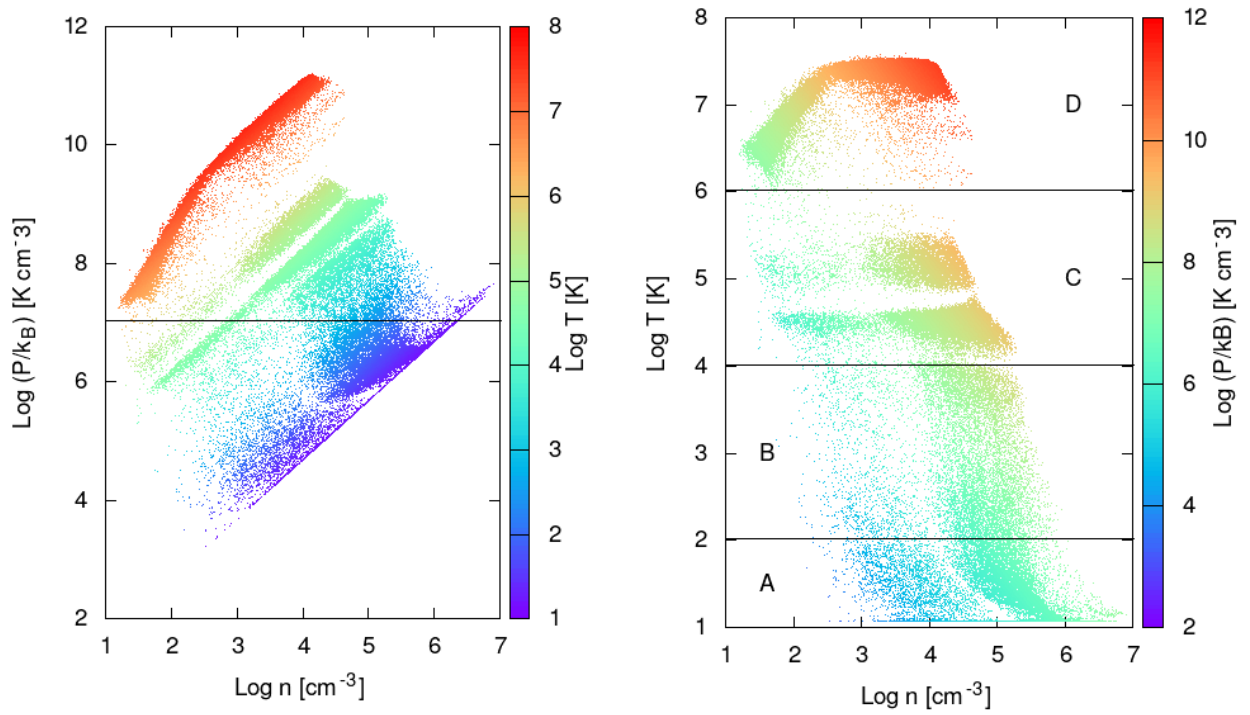


Figura 7.9: Diagramas de fase para el modelo MII). Al igual que el modelo MI, los diagramas $n - P$ y $n - T$ muestran la coexistencia de diferentes fases en equilibrio de presión. Las zonas marcadas en los diagramas definen cada fase del medio interestelar.

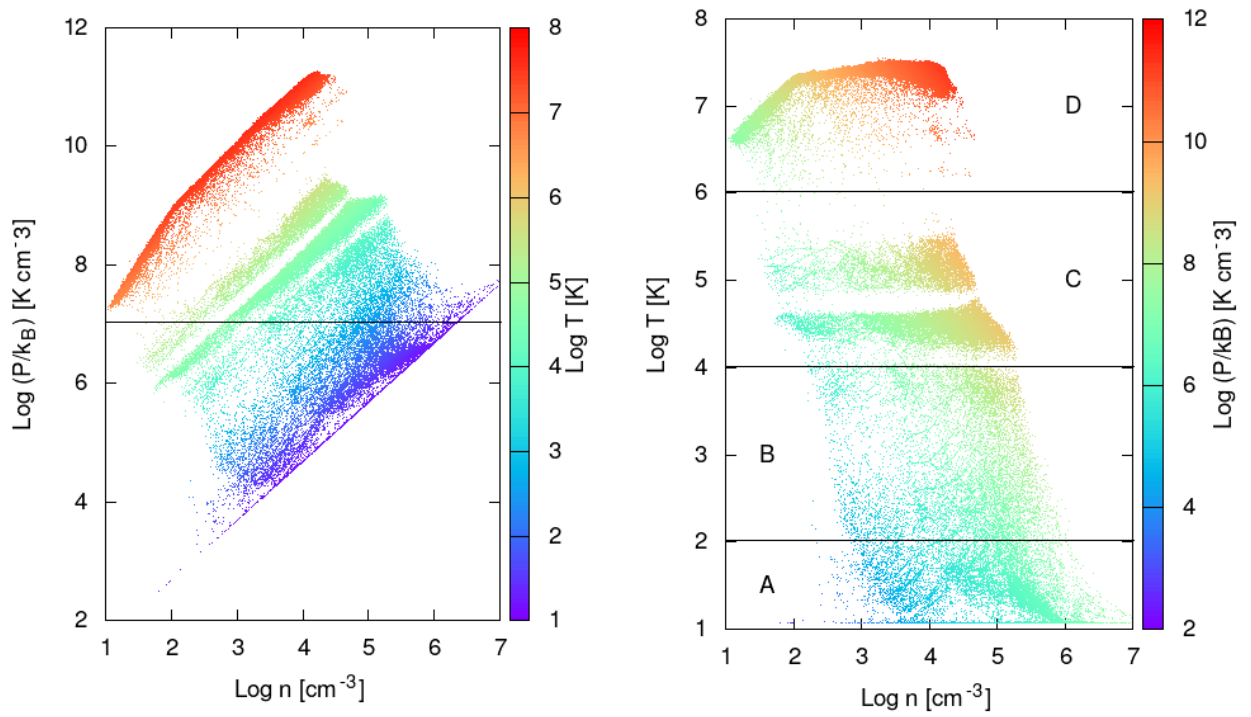


Figura 7.10: Diagramas de fase para el modelo MIII. Los diagramas $n - P$ y $n - T$ muestran la coexistencia de diferentes fases en equilibrio de presión. La figura también muestra la fase molecular (zona A), que forma los grumos y filamentos observados en la solución hidrodinámica y que podría dar origen a una nueva generación de estrellas.

temperatura definida en cada fase:

$$M_{fase,X} = \sum_{i=1}^n \rho_i V_i \quad (7.1)$$

donde ρ_i y $V_i = r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi$ representan la densidad del gas en la celda i y el volumen correspondiente de la celda, respectivamente. Estos cálculos se repitieron a lo largo del tiempo de simulación ~ 1 millón de años, los resultados se muestran a continuación.

Las Figuras (7.11)-(7.13) muestran para los 3 casos simulados en esta tesis, la evolución de la masa contenida en diferentes fases. En todos los casos, después de ~ 0.54 Myr ($\log t = 3.5$) los resultados confirman nuestra hipótesis de que la mayor parte de la masa está contenida en la componente molecular ($T < 100\text{K}$, líneas azules), la cual excede en casi 2 órdenes de magnitud a la componente atómica ($10^2 - 10^4\text{K}$) y en un orden de magnitud a la fase ionizada ($T > 10^4\text{K}$).

El modelo MI corresponde a $\beta = 1$, el modelo MII a $\beta = 3/2$ y el modelo MIII a $\beta = 2$ (ver Sección 6.1), al respecto, se observa que la fase más fría aparece primero en el cúmulo con mayor concentración de estrellas hacia el centro ($\beta = 2$) que en los casos más extendidos, esto se debe a que la masa reinsertada por las estrellas se deposita en un volumen menor y por lo tanto la densidad del gas es mayor lo cual implica un incremento significativo de la tasa de enfriamiento, debido a que esta depende de n^2 .

Resulta interesante el hecho de que la solución para los modelos MII y MIII se estabiliza aproximadamente después de 300 mil años, mientras que para el modelo con distribución de estrellas más extendido MI la solución se estabiliza después de 500 mil años. Por el momento no se tiene una explicación para este efecto. También se observó que el modelo MII demanda casi el doble de tiempo de cómputo y memoria, esto puede deberse a que la masa y energía insertada dentro del cúmulo (parámetros q_m y q_e en las Ecuaciones (6.5),(6.6)) al depender de β de alguna manera hace que el tiempo de enfriamiento sea extremadamente pequeño. Este modelo se tuvo que correr en el clúster del Laboratorio Nacional de Súper Cómputo del Sureste (LNSS).

Velocidad característica del flujo en cada fase

Como parte de la caracterización del viento resultante, se determinó velocidad característica del flujo en cada fase, ver Figuras (7.14)-(7.16); esto se calculó para un tiempo t después del tiempo de estabilización. Los paneles superiores de cada figura muestran la velocidad radial medida en cada celda del dominio computacional, la escala de colores corresponde a la temperatura correspondiente en cada celda. Cabe recordar que en todos los casos el radio del cúmulo es 10pc, a simple vista se aprecia una distribución caótica dentro de los cúmulos, debido a la formación de los grumos y filamentos en las regiones centrales; fuera del cúmulo, cada fase sigue una velocidad característica. Los paneles inferiores de las Figuras (7.14)-(7.16) muestran el perfil de velocidad radial promedio para cada fase: el gas ionizado caliente (línea roja) sigue el perfil de la solución adiabática encontrada

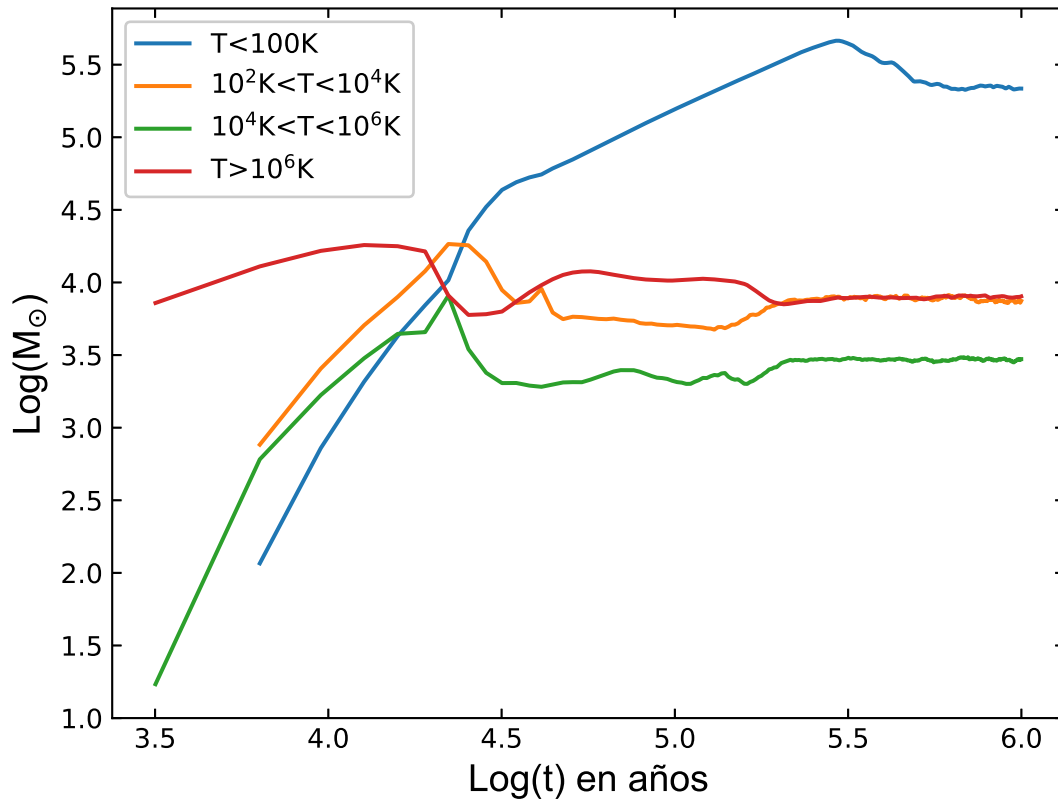


Figura 7.11: Se muestra la evolución de la masa en diferentes fases del medio interestelar para el modelo MI. Se observa que después de ~ 0.5 Myr ($\log t = 3.5$) la mayor parte de la masa se encuentra en la fase molecular ($T < 100$ K, líneas azules). La solución para este modelo se estabiliza después de 700 mil años.

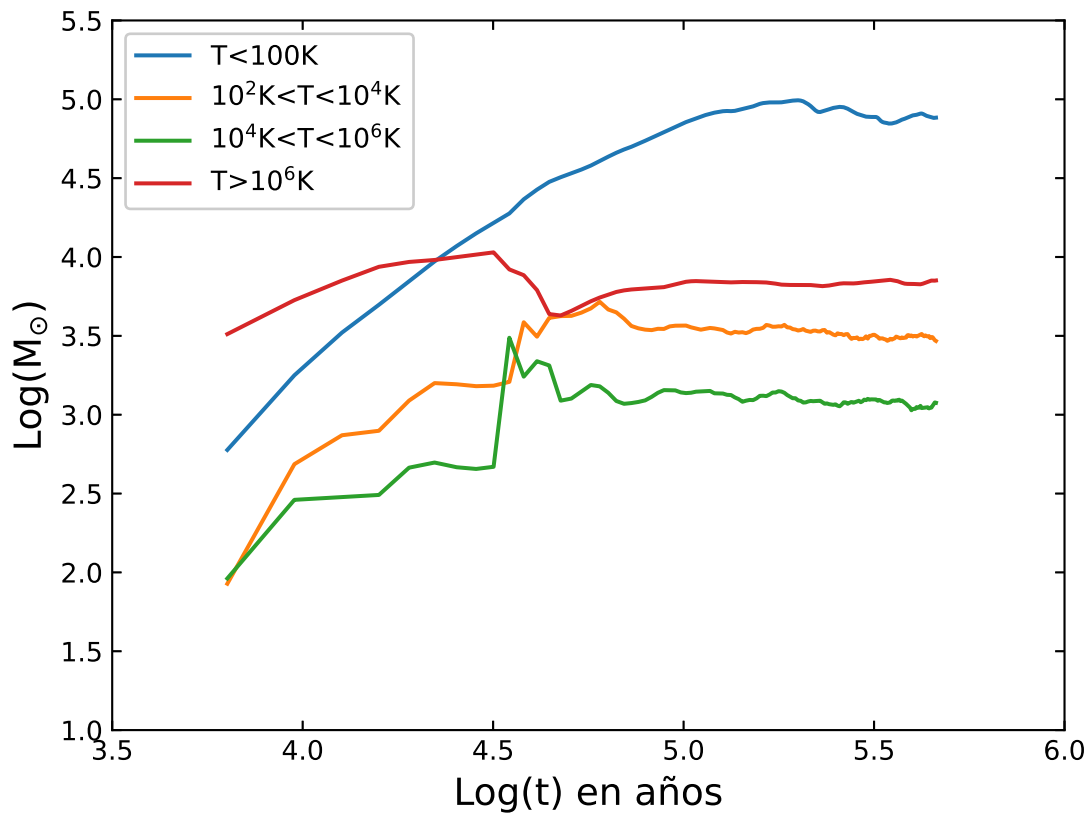


Figura 7.12: Se muestra la evolución de la masa contenida en diferentes fases para el modelo MII. Se observa que después de ~ 0.56 Myr ($\log t = 3.7$), la mayor parte de la masa está contenida en la componente molecular ($T < 100$ K, líneas azules). La solución para este modelo se estabiliza aproximadamente después de 600 mil años.

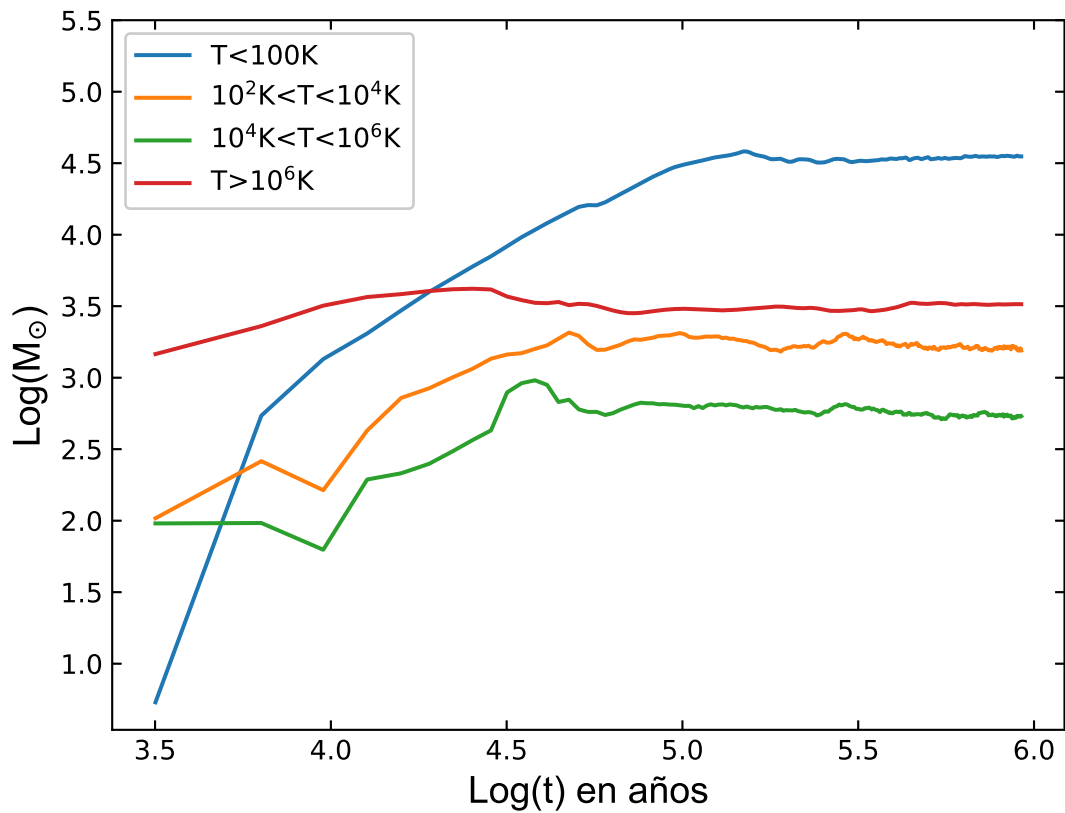


Figura 7.13: Gráfico de la evolución de la masa en diferentes fases para el modelo MIII. En este caso, se observa que la fase más fría aparece primero debido a que la masa reinsertada por las estrellas se deposita en un volumen menor, lo cual implica un incremento significativo de la tasa de enfriamiento. La solución para este modelo también se estabiliza aproximadamente después de 650 mil años.

Tabla 7.1: Filamentos MI

Masa filamento	Masa de Jeans	Tiempo caída libre	Tiempo de escape
9.2029 M_{\odot}	171.4134 M_{\odot}	4.5371×10^{15} s	2.8133×10^{12} s
1.2502 M_{\odot}	199.250 M_{\odot}	5.4526×10^{15} s	2.2670×10^{12} s
2.6514 M_{\odot}	204.796 M_{\odot}	4.54859×10^{15} s	2.7242×10^{12} s

Tabla 7.2: Filamentos MII

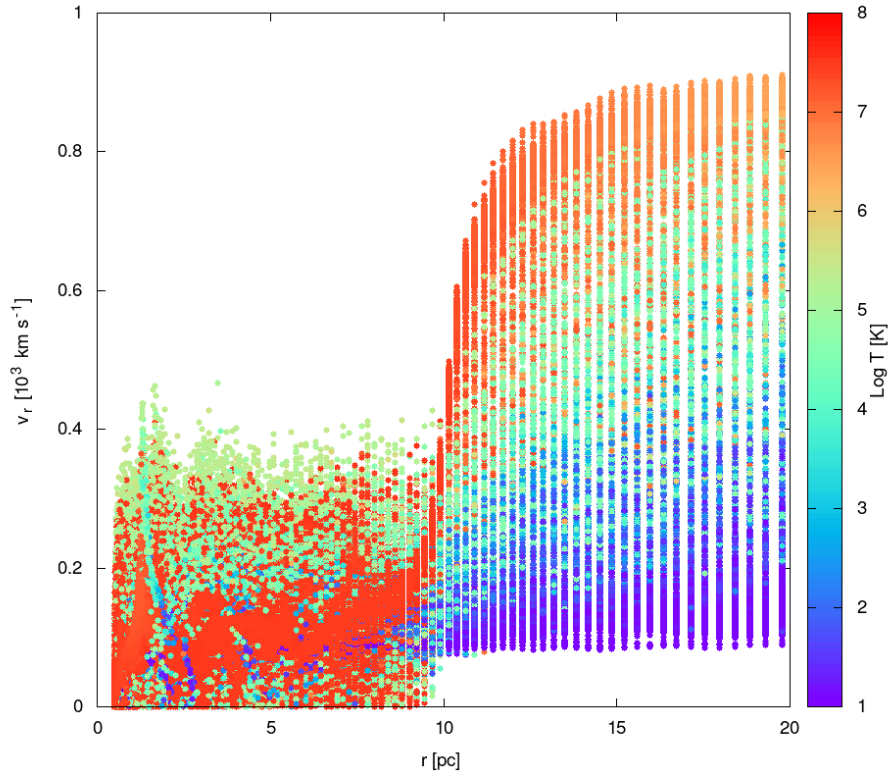
Masa filamento	Masa de Jeans	Tiempo caída libre	Tiempo de escape
8.5128 M_{\odot}	47.1122 M_{\odot}	2.5824×10^{15} s	2.1954×10^{12} s
3.7294 M_{\odot}	256.998 M_{\odot}	5.2396×10^{15} s	1.9544×10^{12} s
6.4191 M_{\odot}	101.607 M_{\odot}	2.8937×10^{15} s	2.4711×10^{12} s

por Palouš et al. (2013), esta fase se acelera drásticamente al cruzar el borde del cúmulo y en los tres casos excede el 80 % de la velocidad terminal adiabática (1000 km/s) considerada en los parámetros iniciales de la simulación; el medio ionizado tibio (línea verde) se acerca al 80 % de la velocidad; mientras que el medio neutro frío (línea amarilla) alcanza el 50 %; finalmente, el medio molecular no supera el 30 % de la velocidad terminal, incluso el modelo MI apenas supera los 200 km/s. Si bien, el gas ionizado caliente se expande a una velocidad ~ 2.7 veces mayor que el medio molecular, las diferencias en la densidad de hasta 2 órdenes de magnitud entre estas fases: 10 vs 10^3 cm^{-3} al comparar sus componentes menos densas y 10^2 vs 10^6 cm^{-3} al comparar sus componentes más densas (ver Figuras (7.8)-7.10)) indican que la presión de arrastre, $P_{ram} = \rho v^2$, de la componente fría puede exceder hasta en dos órdenes de magnitud la ejercida por la fase caliente. Los resultados indican que los vientos generados por cúmulos estelares que evolucionan en un régimen de enfriamiento catastrófico son capaces de arrastrar el medio interestelar circundante y en consecuencia crear las cavidades observadas en brotes de formación estelar masivos, por ejemplo el Starburst Cluster 1687 en NGC 3603 Tapestry¹ o la Star-forming Nebula N90².

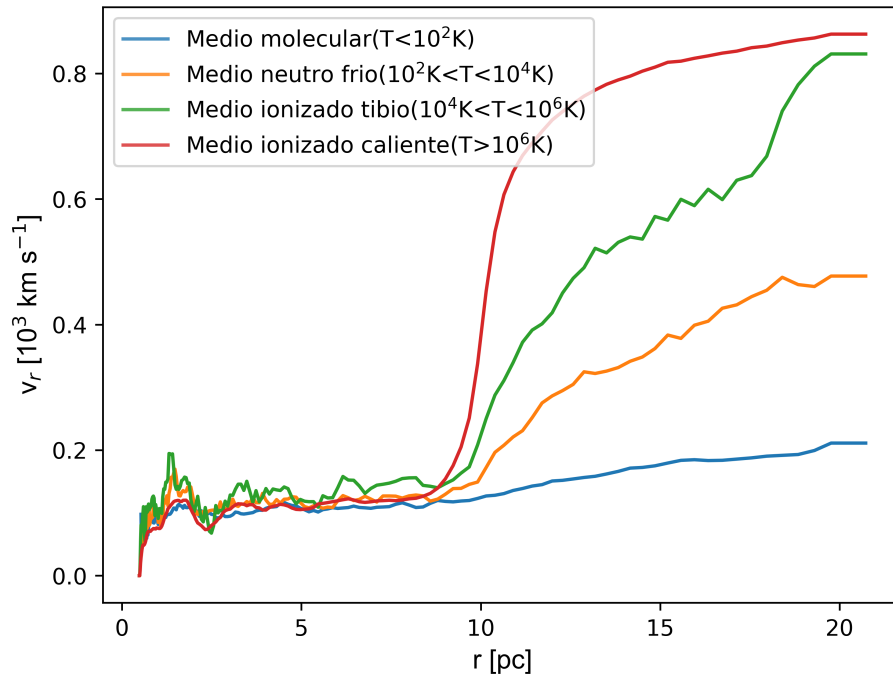
Al inicio de este Capítulo se mostró qué la fase molecular del flujo resultante contiene la mayor parte de la masa reinsertada por las estrellas del cúmulo estelar, en forma de grumos y filamentos compactos. También se mostró que la fase fría escapa del cúmulo de manera más lenta, aunque definitivamente no se observó la acumulación de gas frío dentro del volumen del cúmulo, como si ocurre en los modelos con densidad de estrellas constante (Wünsch et al., 2008). Por ser esta fase una fuente potencial para la formación de una nueva generación de estrellas, se calculó la masa de algunas de las zonas más densas y se comparó con la masa de Jeans para determinar si es posible su eventual colapso gravitacional.

¹<https://www.universetoday.com/tag/ngc-3603/>

²<https://hubblesite.org/contents/media/products/01D47M1TVDAA6VW8BKR4VRDB7.html?keyword=Multimission>

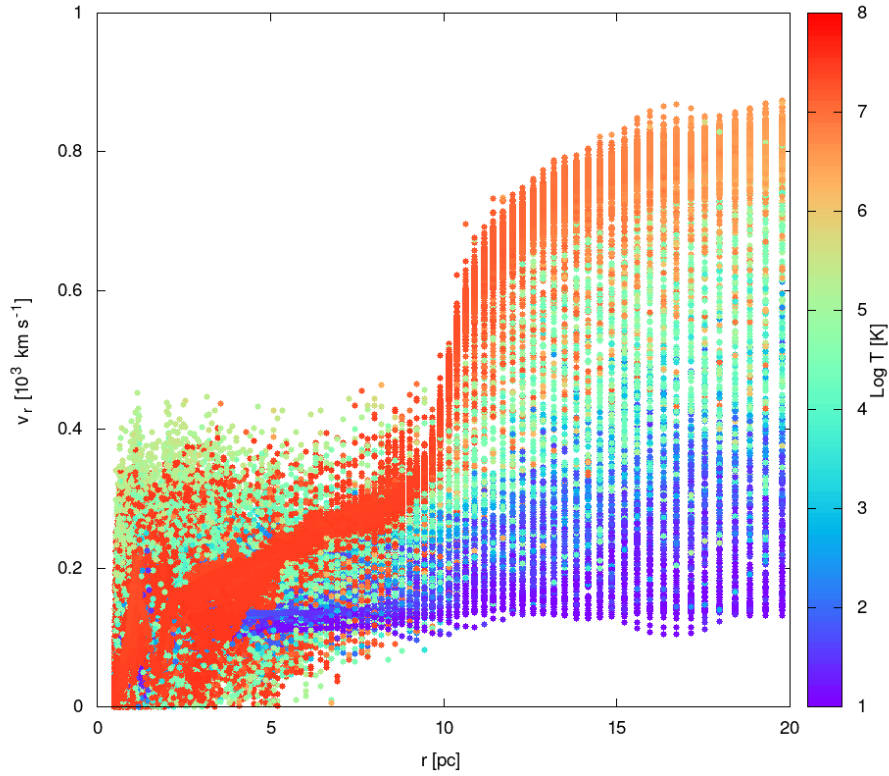


(a) Grafica de velocidades para todas las celdas de la simulación del modelo MI.

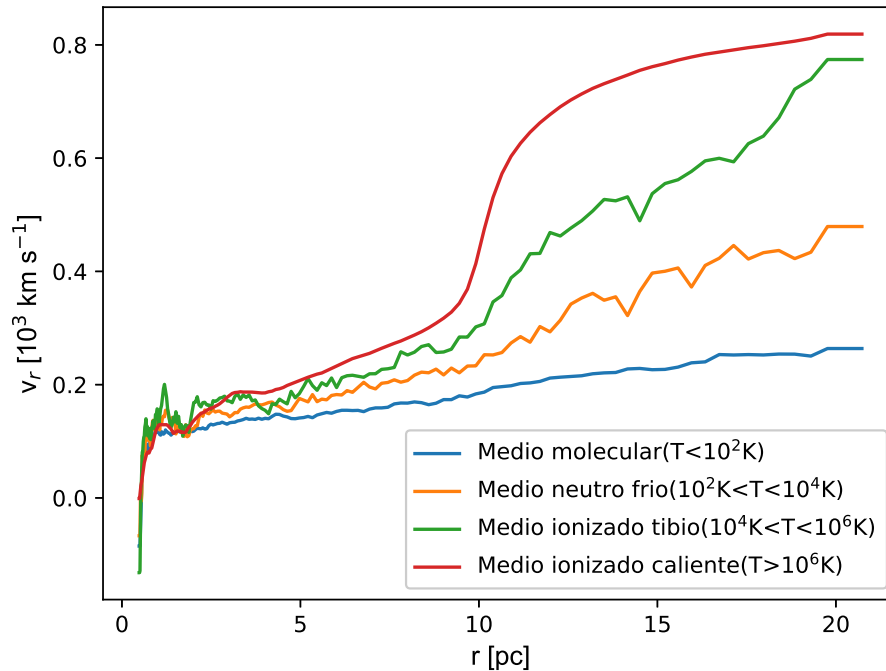


(b) Grafica del promedio de velocidades de la simulación del modelo MI.

Figura 7.14: Se muestra la velocidad característica del flujo en cada fase para el modelo MI. El panel superior (a) muestra la velocidad radial medida en cada celda del dominio computacional, con una escala de colores que corresponde a la temperatura en cada celda. El panel inferior (b) muestra el perfil de velocidad radial promedio para cada fase. Se observa que el gas ionizado caliente (línea roja) sigue el perfil de la solución adiabática y excede el 80 % de la velocidad terminal adiabática (1000 km/s). El medio molecular no supera el 30 % de la velocidad terminal.

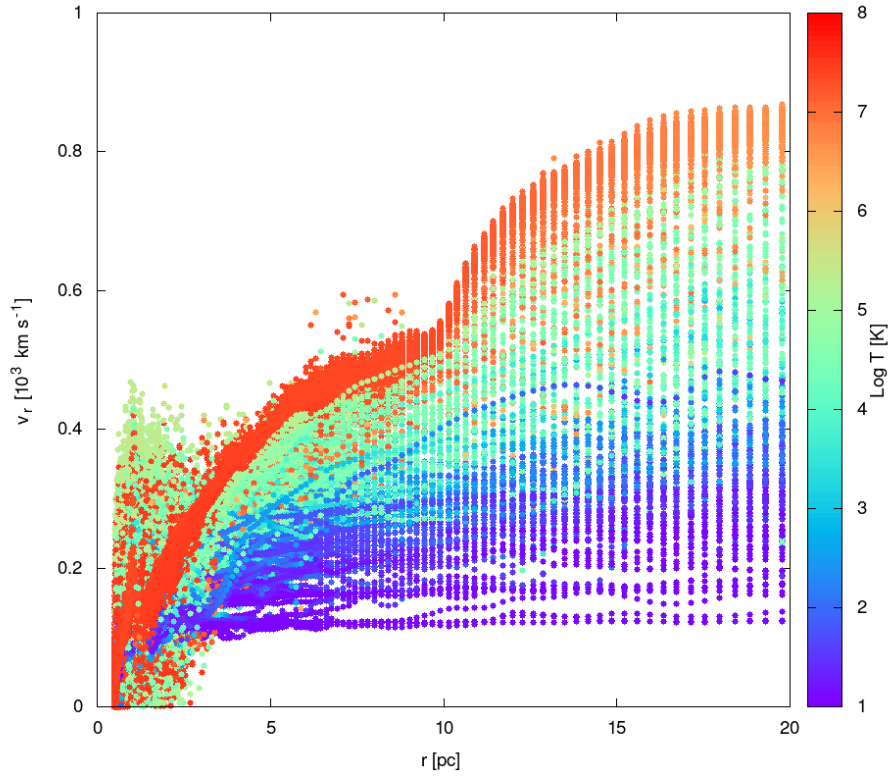


(a) Grafica de velocidades para todas las celdas de la simulación del modelo MII.

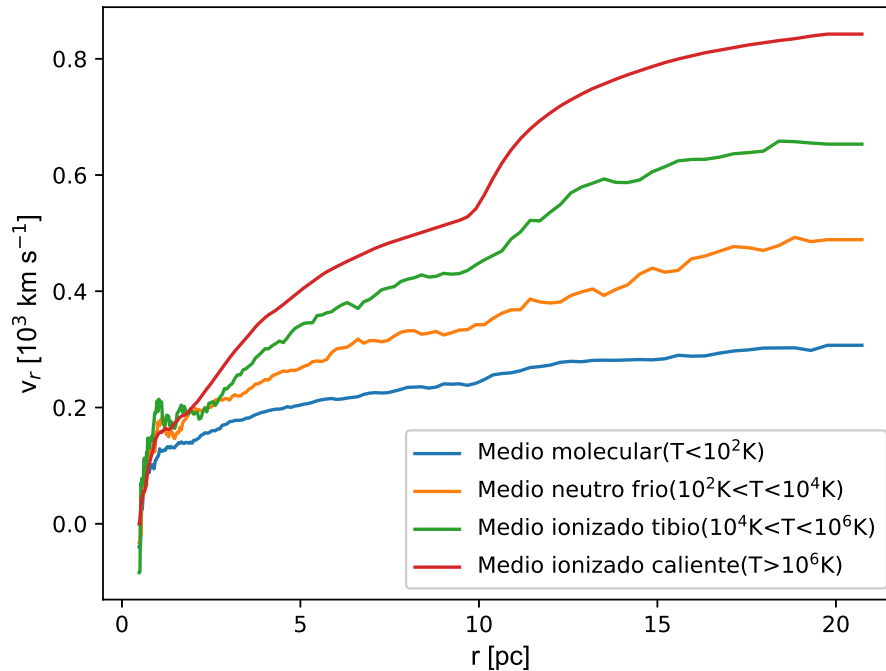


(b) Grafica del promedio de velocidades de la simulación del modelo MII.

Figura 7.15: Velocidad característica del flujo en cada fase para el modelo MII. Al igual que en el modelo MI, el panel superior (a) muestra la velocidad radial medida en cada celda del dominio computacional, con una escala de colores que corresponde a la temperatura en cada celda. El panel inferior (b) muestra el perfil de velocidad radial promedio para cada fase. Se observa que el gas ionizado caliente (línea roja) sigue el perfil de la solución adiabática y alcanza el 80 % de la velocidad terminal adiabática (1000 km/s). El medio molecular no supera el 30 % de la velocidad terminal.



(a) Grafica de velocidades para todas las celdas de la simulación del modelo MIII.



(b) Grafica del promedio de velocidades de la simulación del modelo MIII.

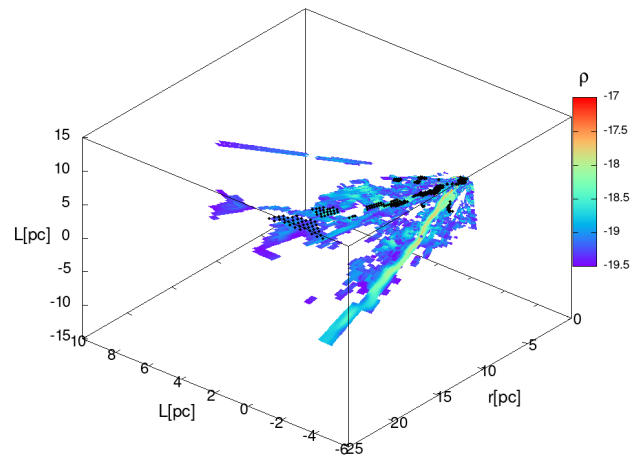
Figura 7.16: Se muestra la velocidad característica del flujo en cada fase para el modelo MIII. El panel superior (a) muestra la velocidad radial medida en cada celda del dominio computacional, con una escala de colores que corresponde a la temperatura en cada celda. El panel inferior (b) muestra el perfil de velocidad radial promedio para cada fase. Se observa que el gas ionizado caliente (línea roja) sigue el perfil de la solución adiabática y excede el 80 % de la velocidad terminal adiabática (1000 km/s). El medio molecular no supera el 30 % de la velocidad terminal.

Tabla 7.3: Filamentos MIII

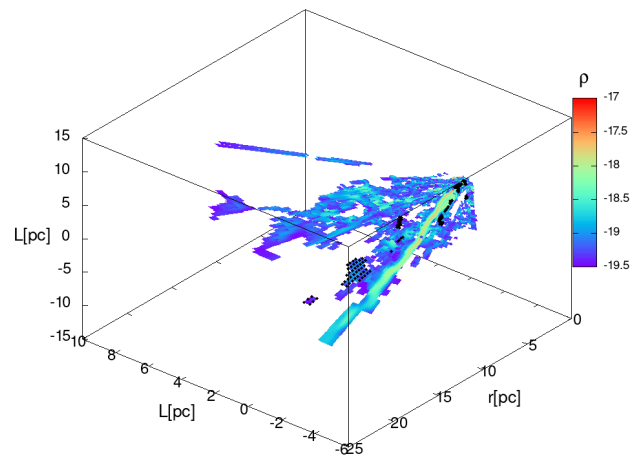
Masa filamento	Masa de Jeans	Tiempo caída libre	Tiempo de escape
1.4480 M_{\odot}	180.639 M_{\odot}	$4.9916 \times 10^{15} \text{s}$	$1.3565 \times 10^{12} \text{s}$
4.9032 M_{\odot}	412.4482 M_{\odot}	$6.6914 \times 10^{15} \text{s}$	$1.3026 \times 10^{12} \text{s}$
7.1560 M_{\odot}	135.1265 M_{\odot}	$3.4169 \times 10^{15} \text{s}$	$2.5593 \times 10^{12} \text{s}$

Recordar que la masa de Jeans nos indica cuál es la masa necesaria para que los filamentos o grumos colapsen gravitacionalmente y en consecuencia se formen nuevas estrellas. Numéricamente, cada filamento ocupa varias celdas de la malla. Para cada modelo, se seleccionaron los tres filamentos más densos para verificar si estos podrían eventualmente colapsarse. Las Figuras (7.17)-7.19) muestran los filamentos de gas frío en cada caso, en estas figuras aparecen marcadas en negro los 3 filamentos más densos a los cuales se les calculó la masa. Los resultados se resumen en las Tablas 7.1-7.3, resulta interesante que en todos los casos las masas de los filamentos más densos son menores que sus respectivas masas de Jeans, esto implica que no se van a colapsar y que no se formará una nueva generación de estrella en este escenario. Por otro lado, los cálculos también indican que el tiempo de caída libre de esos filamentos excede en tres órdenes de magnitud el tiempo que le toma a un filamento o grumo salir del cúmulo estelar. Esto refuerza el resultado de que no hay tiempo para que se forme una nueva generación de estrellas con el material de los filamentos.

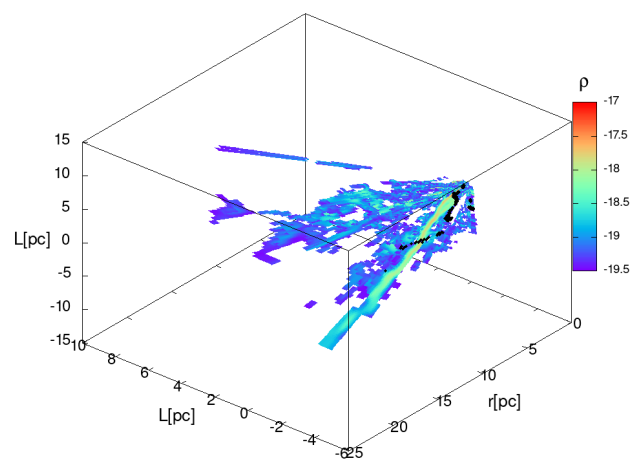
En resumen, el viento generado por un cúmulo estelar que evoluciona en un régimen de enfriamiento catastrófico y calentado por rayos cósmicos es un flujo multifase. La solución hidrodinámica para cúmulos con perfil de densidad estelar de Schuster (cercanas a lo observado) no indica que haya acumulación de gas frío dentro del cúmulo, contrario a casos de cúmulos con densidad de estrellas homogénea (lejanos a lo observado) estudiados por otros autores. El viento del cúmulo estelar es capaz de modificar el entorno debido a la enorme presión de arrastre (ram pressure), esta presión es comparable para las diferentes fases del flujo. Se encontró que la componente fría del flujo contiene la mayor parte de la masa, sin embargo, se concluye que aún los filamentos más densos tienen una masa por lo menos 2 órdenes de magnitud menor que su respectiva masa de Jeans y que el tiempo que le toma a un filamento escapar del cúmulo es 3 órdenes de magnitud menor que su respectivo tiempo de colapso gravitacional, por tal motivo no se espera que se formen nuevas estrellas dentro del cúmulo a partir de la componente fría del flujo.



(a)

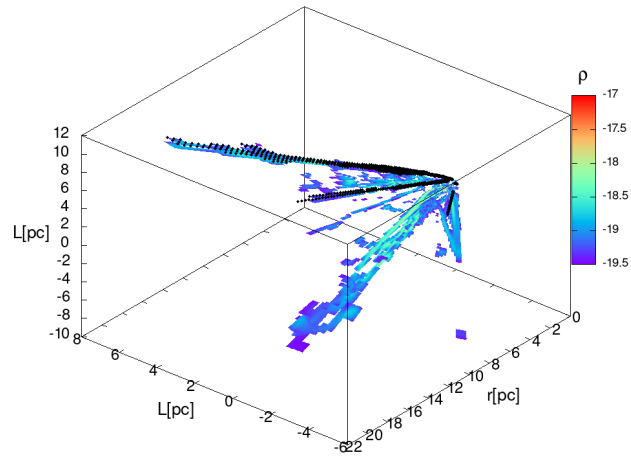


(b)

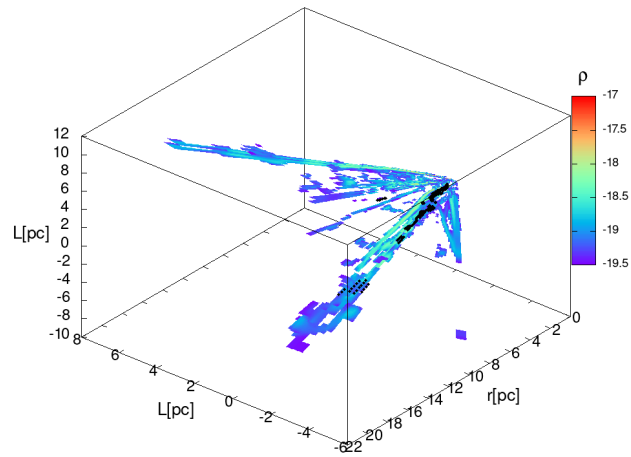


(c)

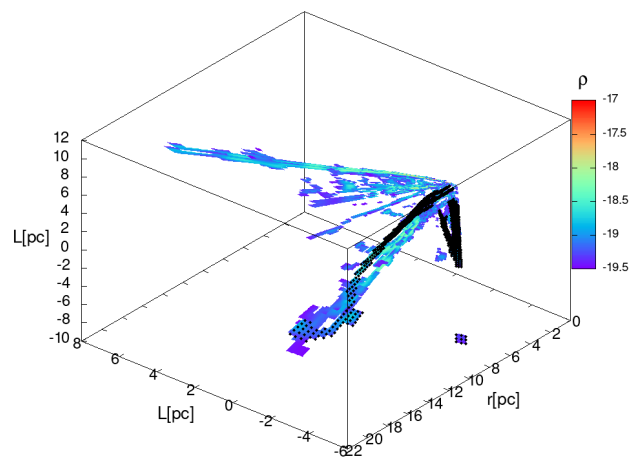
Figura 7.17: Se muestran los filamentos de gas frío para el modelo MI, donde ρ [gr/cm³] corresponde a la densidad del flujo. Se marcan en negro los filamento en cada caso (a), (b) y (c), a los cuales se les calculó la masa.



(a)

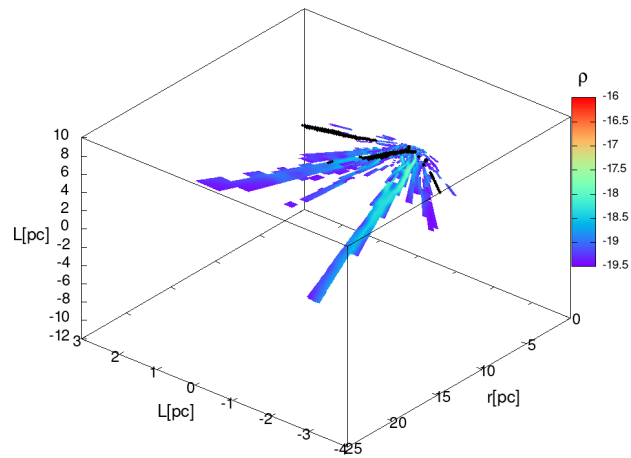


(b)

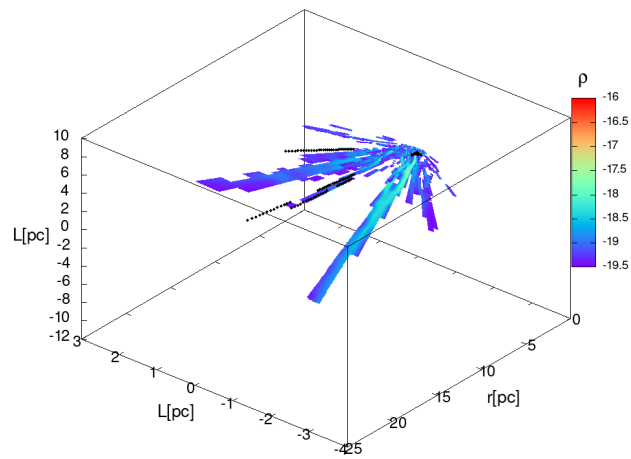


(c)

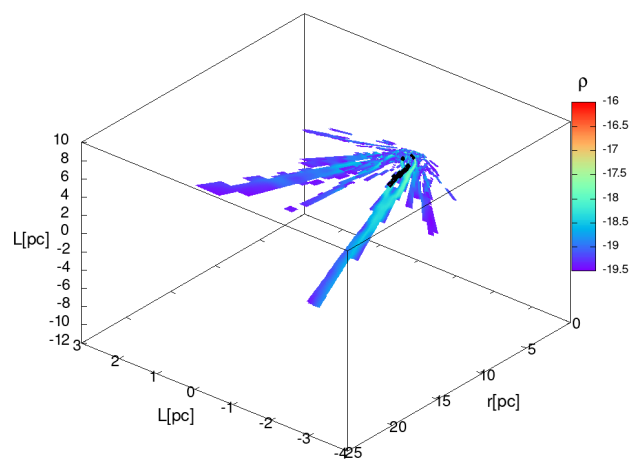
Figura 7.18: Se muestra los filamentos de gas frío para el modelo MII, donde ρ [gr/cm³] corresponde a la densidad del flujo. Al igual que en el modelo MI, se marcan en negro los filamentos para cada caso (a), (b) y (c), a los cuales se les calculó la masa.



(a)



(b)



(c)

Figura 7.19: Esta figura muestra los filamentos de gas frío para el modelo MIII, donde ρ [gr/cm³] corresponde a la densidad del flujo. Se marcan en negro los filamentos para cada caso (a), (b) y (c), a los cuales se les calculó la masa.

Capítulo 8

Conclusiones

En esta tesis, se ha desarrollado un modelo para encontrar la solución hidrodinámica de la interacción del gas reinsertado por estrellas masivas de un súper cúmulo estelar que evoluciona en un régimen de enfriamiento radiativo catastrófico y considerando el calentamiento por rayos cósmicos. El modelo considera cúmulos con perfiles de densidad estelar realistas, tipo Schuster. El modelo extiende el estado del arte referente a los vientos de súper cúmulos estelares, debido a que se consideran soluciones no estacionarias, es decir, se consideraron cúmulos con luminosidades por encima de la luminosidad crítica determinada por Palouš et al. (2013). Se exploraron dos funciones de enfriamiento: Plewa (1995) y Koyama & Inutsuka (2002), para determinar el escenario en el cual se obtiene un flujo multifase con una componente fría ($T < 100$ K).

Se incorporó el efecto de los rayos cósmicos en las ecuaciones de Hidrodinámica que describen el modelo, específicamente en las ecuaciones de momento y conservación de energía. Para determinar la solución hidrodinámica de este sistema, se llevaron a cabo simulaciones numéricas en 3 dimensiones utilizando el código ZEUS-3D. Se seleccionaron tres modelos con diferente grado de concentración de estrellas en el volumen del cúmulo, definido por el parámetro β , mismo tamaño y el mismo valor L_{SC}/L_{crit} .

A continuación, se presentan las conclusiones obtenidas de esta investigación.

1. Las simulaciones de exploración en 2D realizadas con las funciones de enfriamiento de Plewa (1995) y Koyama & Inutsuka (2002) producen una solución multifase para el flujo, con filamentos y grumos de baja temperatura. Sin embargo, la tasa de enfriamiento calculada con la función de Koyama & Inutsuka no es suficiente para generar filamentos con temperatura por debajo de 100 K. En este caso el calentamiento por rayos cósmicos es irrelevante.

2. Se determinó que la función de Plewa es la que produce grumos y filamentos fríos que pueden ser calentados por rayos cósmicos. Razón por la cual se implementó el término de calentamiento en las ecuaciones hidrodinámicas.
3. Se encontró que las soluciones no son estacionarias y los flujos se componen de gas en múltiples fases del medio interestelar: fase molecular, fase neutra fría, fase tibia ionizada, y fase ionizada caliente.
4. El viento multifase del cúmulo se mueve a velocidades supersónicas capaz de desplazar al medio circundante. Se encontró que todas las fases tienen una presión de arrastre comparable, no obstante cada una se mueve a diferentes velocidades.
5. Encontramos que la masa del flujo se distribuye en las diferentes fases del medio interestelar, donde la mayor parte de esta se concentra en la fase más fría. Gas que en trabajos anteriores se propone que puede ser la fuente de formación de nuevas estrellas.
6. Para confirmar o refutar el hipótesis anterior, se seleccionaron los filamentos más densos de cada modelo a los cuales se les calculó su masa y se comparó con la masa de Jeans correspondiente, con la finalidad de determinar si dichos filamentos pueden colapsar debido a los efectos de la gravedad. Se encontró que en todos los casos, la masa crítica de Jeans es mucho mayor que la masa del filamento frío, por lo que bajo los criterios de formación estelar, resulta que estos no podrán colapsar y formar nuevas estrellas. Además se calcularon los valores de caída libre y de escape de los filamentos seleccionados, para corroborar si estos tendrán suficiente tiempo para colapsar o se escaparan del cúmulo. Se determinó que en todos los casos, los filamentos se escapan del cúmulo más rápido que el tiempo necesario para poder colapsar.
7. La solución hidrodinámica obtenida en ningún caso muestra acumulación de material dentro del cúmulo, por lo tanto no podría tener lugar una formación estelar subsecuente.
8. El calentamiento por rayos cósmicos impide que los filamentos fríos sean muy masivos debido a que calientan el hidrógeno molecular en estas zonas, provocando un cambio en la fase del medio interestelar.

Como trabajo futuro, se planea implementar este modelo a un código de alto rendimiento como lo es FLASH, para mejorar la resolución de las simulaciones, y principalmente para considerar formación estelar continua.

Bibliografía

- Adamo, A., Zeidler, P., Kruijssen, J. D., Chevance, M., Gieles, M., Calzetti, D., Charbonnel, C., Zinnecker, H., & Krause, M. G. (2020). Star clusters near and far: Tracing star formation across cosmic time. *Space Science Reviews*, 216, 1–55.
- Arnaud, M. & Rothenflug, R. (1985). An updated evaluation of recombination and ionization rates. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 60, 425–457.
- Beck, S. (2015). The youngest globular clusters. *International Journal of Modern Physics D*, 24(01), 1530002.
- Bossini, D., Vallenari, A., Bragaglia, A., Cantat-Gaudin, T., Sordo, R., Balaguer-Núñez, L., Jordi, C., Moitinho, A., Soubiran, C., Casamiquela, L., et al. (2019). Age determination for 269 gaia dr2 open clusters. *Astronomy & Astrophysics*, 623, A108.
- Chevalier, R. & Clegg, A. W. (1985). Wind from a starburst galaxy nucleus. *Nature*, 317(6032), 44–45.
- Clarke, D. A. (2015). Zeus-3d user manual version 3.6. *Institute for Computational Astrophysics, Saint Mary's University, Halifax NS, Canada*.
- Dalgarno, A., Yan, M., & Liu, W. (1999). Electron energy deposition in a gas mixture of atomic and molecular hydrogen and helium. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 125(1), 237.
- Daltabuit, E. & Cox, D. (1972). *A plausible energy source and structure for quasi-stellar objects*. Technical report.
- de Boer, K. & Seggewiss, W. (2020). *Stars and Stellar Evolution*. EDP Sciences.
- Di Domenico, A. (1991). Inverse compton scattering of thermal radiation at lep and lep-200. *Part. Accel.*, 39(CERN-PPE-91-144), 137–146.

- Dopita, M. A. & Sutherland, R. S. (2004). *Astrophysics of the diffuse universe*. Springer Science & Business Media.
- Ferland, G., Korista, K., Verner, D., Ferguson, J., Kingdon, J., & Verner, E. (1998). Cloudy 90: numerical simulation of plasmas and their spectra. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110(749), 761.
- Ferriere, K. M. (2001). The interstellar environment of our galaxy. *Reviews of Modern Physics*, 73(4), 1031.
- Galli, D. & Padovani, M. (2015). Cosmic-ray heating of molecular cloud cores. *arXiv preprint arXiv:1502.03380*.
- Glassgold, A. E., Galli, D., & Padovani, M. (2012). Cosmic-ray and x-ray heating of interstellar clouds and protoplanetary disks. *The Astrophysical Journal*, 756(2), 157.
- Goldsmith, P. F. (1987). Molecular clouds: An overview. In *Interstellar Processes: Proceedings of the Symposium on Interstellar Processes, Held in Grand Teton National Park, July 1986* (pp. 51–70).: Springer.
- Goldsmith, P. F. (2001). Molecular depletion and thermal balance in dark cloud cores. *The Astrophysical Journal*, 557(2), 736.
- Gómez de Castro, A. I. & Canet, A. (2021). Chapter 2 - uv astronomy and the investigation of the origin of life. In A. I. Gómez de Castro (Ed.), *Ultraviolet Astronomy and the Quest for the Origin of Life* (pp. 15–73). Elsevier.
- Hollenbach, D. (1988). Heating and Cooling of Molecular Clouds and Their Surfaces. *Astrophysical Letters and Communications*, 26, 191.
- Jones, F. C. (1968). Calculated spectrum of inverse-compton-scattered photons. *Physical Review*, 167(5), 1159.
- Juvela, M. & Ysard, N. (2011). ON THE GAS TEMPERATURE OF MOLECULAR CLOUD CORES. *The Astrophysical Journal*, 739(2), 63.
- Karttunen, H., Kröger, P., Oja, H., Poutanen, M., & Donner, K. J., Eds. (2007). *Fundamental Astronomy*. Springer Berlin Heidelberg.
- Keto, E. & Myers, P. (1986). Co observations of southern high-latitude clouds. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 304, May 1, 1986, p. 466-480. Research supported by the Harvard College Observatory., 304, 466–480.

- Kim, W.-T. & Ostriker, E. C. (2001). Amplification, saturation, and q thresholds for runaway: growth of self-gravitating structures in models of magnetized galactic gas disks. *The Astrophysical Journal*, 559(1), 70.
- Koo, B.-C. & McKee, C. F. (1992). Dynamics of wind bubbles and superbubbles. ii. analytic theory. *Astrophysical Journal v. 388*, p. 103, 388, 103.
- Koyama, H. & Inutsuka, S.-i. (2002). An origin of supersonic motions in interstellar clouds. *The Astrophysical Journal*, 564(2), L97.
- Krumholz, M. R., McKee, C. F., & Bland-Hawthorn, J. (2019). Star clusters across cosmic time. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 57(1), 227–303.
- Lequeux, J. (2005). *The Interstellar Medium*. Springer Berlin Heidelberg.
- Longair, M. S. (2010). *High energy astrophysics*. Cambridge university press.
- Maciel, W. J. (2013). *Astrophysics of the Interstellar Medium*. Springer New York.
- Matzner, C. D. & Jumper, P. H. (2015). Star cluster formation with stellar feedback and large-scale inflow. *The Astrophysical Journal*, 815(1), 68.
- McKee, C. F. & Ostriker, E. C. (2007). Theory of star formation. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 45, 565–687.
- Ninković, S. (1998). On the generalized schuster density law. *Serbian Astronomical Journal*, (158), 15–21.
- Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J. (2006). *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, 2nd.
- Palouš, J., Wunsch, R., Martínez-González, S., Hueyotl-Zahuantitla, F., Silich, S., & Tenorio-Tagle, G. (2013). YOUNG STELLAR CLUSTERS WITH A SCHUSTER MASS DISTRIBUTION. I. STATIONARY WINDS. *The Astrophysical Journal*, 772(2), 128.
- Plewa, T. (1995). Fast radiative shocks in dense media—iii. properties of the emission. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 275(1), 143–152.
- Rodriguez-Gonzalez, A., Canto, J., Esquivel, A., Raga, A., & Velázquez, P. (2007). Winds from clusters with non-uniform stellar distributions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 380(3), 1198–1206.
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. (1991). *Radiative processes in astrophysics*. John Wiley & Sons.

- Salpeter, E. E. (1955). The luminosity function and stellar evolution. *The Astrophysical Journal*, 121, 161.
- Scalo, J. M. (1986). The stellar initial mass function. *Fundamentals of cosmic physics*, 11, 1–278.
- Schartmann, M., Meisenheimer, K., Klahr, H., Camenzind, M., Wolf, S., & Henning, T. (2009). The effect of stellar feedback on the formation and evolution of gas and dust tori in AGN. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 393(3), 759–773.
- Shaw, G., Ferland, G. J., Srianand, R., Abel, N., Van Hoof, P., & Stancil, P. (2008). On the enhanced cosmic-ray ionization rate in the diffuse cloud toward ζ persei. *The Astrophysical Journal*, 675(1), 405.
- Silich, S., Bisnovatyi-Kogan, G., Tenorio-Tagle, G., & Martínez-González, S. (2011). The steady-state wind model for young stellar clusters with an exponential stellar density distribution. *The Astrophysical Journal*, 743(2), 120.
- Silich, S., Tenorio-Tagle, G., & Rodríguez-González, A. (2004). Winds driven by super star clusters: The self-consistent radiative solution. *The Astrophysical Journal*, 610(1), 226.
- Snell, R. L. (2011). *Interstellar Medium*, (pp. 837–843). Springer Berlin Heidelberg: Berlin, Heidelberg.
- Spitzer, L. (1998). *Physical processes in the interstellar medium*. Nashville, TN: John Wiley & Sons.
- Sutherland, R. S. & Dopita, M. A. (1993). Cooling functions for low-density astrophysical plasmas. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 88, 253–327.
- Tenorio-Tagle, G., Silich, S., Palouš, J., Muñoz-Tuñón, C., & Wünsch, R. (2019). On the star formation efficiencies and evolution of multiple stellar generations in globular clusters. *The Astrophysical Journal*, 879(1), 58.
- Tielens, A. G. G. M. (2005). *Interstellar Medium: Physics and Chemistry in Space*. Cambridge: Cambridge University Press.
- van Dishoeck, E. F. & Black, J. H. (1986). Comprehensive models of diffuse interstellar clouds: Physical conditions and molecular abundances.
- Vázquez-Semadeni, E., Gómez, G. C., Jappsen, A. K., Ballesteros-Paredes, J., González, R. F., & Klessen, R. S. (2007). Molecular cloud evolution. ii. from cloud formation to the early stages of star formation in decaying conditions. *The Astrophysical Journal*, 657(2), 870.

- Wareing, C. J., Pittard, J. M., & Falle, S. A. E. G. (2016). Magnetohydrodynamic simulations of mechanical stellar feedback in a sheet-like molecular cloud. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465(3), 2757–2783.
- Wünsch, R., Silich, S., Palouš, J., & Tenorio-Tagle, G. (2007). Super stellar clusters with a bimodal hydrodynamic solution: an approximate analytic approach. *Astronomy & Astrophysics*, 471(2), 579–583.
- Wünsch, R., Tenorio-Tagle, G., Palouš, J., & Silich, S. (2008). Two-dimensional hydrodynamic models of super star clusters with a positive star formation feedback. *The Astrophysical Journal*, 683(2), 683.