



UNIVERSIDAD DE ANTIOQUIA  
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES  
INSTITUTO DE FÍSICA

PREGADO EN FÍSICA  
2010

# **Simulación del Proceso de Formación de Estrellas en Galaxias**

por,  
**Luis Fernando Quiroga Peláez**

Asesor  
**Prof. Juan Carlos Muñoz Cuartas**



## Resumen

En este trabajo se presentan los resultados de la implementación de un *modelo híbrido multi-fase de formación estelar autoregulada* (Springel & Hernquist 2003) en simulaciones de galaxias esféricas y de disco, con el fin de estudiar el comportamiento de la formación estelar en ellas. Se hicieron simulaciones de control con galaxias esféricas que solo contenían materia oscura para determinar como se afectan éstas cuando aparecen en ella gas y estrellas, después se hicieron las mismas simulaciones pero cambiando la masa inicial de cada componente para determinar el efecto de la masa de la galaxia en la formación estelar. Las galaxias esféricas mostraron una formación estelar autoregulada y dependiente de la densidad local de gas en la galaxia, también la rata de formación estelar presentó una variación más suave y lenta cuando la masa de la galaxia era más grande. Por otro lado, se corrieron dos simulaciones con galaxias de disco, la primera era una galaxia aislada donde se observó que la rata de formación estelar se autoregula y es dependiente de la densidad superficial de gas según lo predicho con el modelo; en la segunda siendo un *major merger*, se ve como la formación estelar tiene un comportamiento similar al de la galaxia aislada, luego ésta se suprime cuando aumenta la temperatura del gas debido a los efectos de la colisión en el instante del choque, después la formación estelar se dispara cuando el gas de la galaxia resultante baja su temperatura y aumenta su densidad por enfriamiento radiativo, después continua de manera pausada hasta el final de la simulación. Esto nos permite decir que el modelo es capaz de reproducir la dinámica del gas en el interior de una galaxia, además de autoregular la formación estelar sin necesidad de considerar los detalles de la física del medio interestelar que determina el comportamiento de la misma en la galaxia.



## *Agradecimientos*

Sin encontrar mejores palabras. Este trabajo se realizó gracias a la desinteresada asesoría y dedicación de Juan Carlos Muñoz Cuartas, quien sacrificó horas de sueño y con su familia para responder a las preguntas y solucionar los problemas que se presentaron hasta el último día de trabajo. Agradezco también a Jorge Zuluaga, al grupo de Física y Astrofísica Computacional (FACOM), al Centro Regional de Simulación y Cálculo (Cresca) y al Instituto de Física de la Universidad de Antioquia por brindarme los espacios y equipos para correr y analizar las simulaciones. A compañeros y amigos Mario, Sorayda, Jose, Yudy, Juan David, karen, Jhovanny, Mariano y Jose Ignacio siempre justos en este difícil camino de aprender física.

Por otro lado, no menos importantes estaba mi familia y en especial a mis padres Luz Marleny y José Joaquín, quienes aún sin entender lo que hago no dejaron de darme su apoyo emocional y económico que me dio la facilidad de continuar en la carrera y terminar este trabajo. A mi novia Maria por su infinita paciencia y comprensión cuando tuve las peores dificultades. Por último, agradezco a aquellas personas que no menciono con nombre propio pero que siempre me apoyaron y alentaron para continuar en este camino.



# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>13</b>
<b>2. Marco Teórico</b>	<b>17</b>
2.1. Las Galaxias . . . . .	17
2.1.1. Morfología y Clasificación . . . . .	18
2.1.2. Cinemática de la Galaxia . . . . .	27
2.1.3. Dinámica de Galaxias . . . . .	32
2.2. El Medio Interestelar . . . . .	35
2.2.1. Composición Química del medio interestelar . . . . .	35
2.2.2. Evolución y Dinámica del Medio Interestelar . . . . .	38
2.3. Formación Estelar . . . . .	39
2.3.1. Colapso de Nubes y Formación de Estrellas Individuales . . . . .	39
2.3.2. Formación Estelar en Galaxias . . . . .	41
2.4. Técnicas Computacionales para Modelar el Gas . . . . .	42
2.4.1. <i>Smoothed Particles Hydrodynamics</i> (SPH) . . . . .	42
2.4.2. <i>Adaptative Mess Refinement</i> (AMR) . . . . .	44
2.4.3. TreeCodes . . . . .	45
<b>3. SFR en Galaxias Esféricas Aisladas</b>	<b>49</b>
3.1. El Modelo Físico de Galaxias . . . . .	49
3.2. Simulaciones de Galaxias Esféricas Aisladas . . . . .	51
3.3. Evolución de Galaxias Esféricas Aisladas . . . . .	53
<b>4. Formación Estelar en Galaxias de Disco</b>	<b>63</b>
4.1. La Galaxia de Disco . . . . .	63
4.2. Formación Estelar en una Galaxia de Disco Aislada . . . . .	64
4.3. Formación Estelar en un <i>major merger</i> . . . . .	68
<b>Referencias</b>	<b>73</b>



# Índice de figuras

2.1.	Diagrama original de Hubble después de agregar las galaxias lenticulares. <i>Realm of the Nebulae</i> , por E.P. Hubble. New Haven: Yale University Press, 1936. . . . .	18
2.2.	Ejemplos cada tipo de galaxia elíptica. (a) NGC 1379 (E0), (b) NGC 777 (E1), (c) NGC 1404 (E2), (d) NGC 1521 (E3), (e) NGC 2974 (E4), (f) NGC 439 (E5), (g) NGC 1209 (E6), (h) NGC 4342 (E7). <i>A Revised Shapley-Ames Catalogue</i> , A.R. Sandage and G.A. Tammann, Washington: Carnegie Institution, 1981. . . . .	20
2.3.	Forma aparente de un elipsoide vista por dos observadores diferentes. <i>An Introduction to Modern Astrophysics</i> , by B.W. Carroll. Addison-Wesley, 2009. . . . .	21
2.4.	Galaxias lenticulares. (a) NGC 584 (SO), (b) NGC 1440 (SBO). <i>A Revised Shapley-Ames Catalogue</i> , A.R. Sandage and G.A. Tammann, Washington: Carnegie Institution, 1981. . . . .	22
2.5.	Esquema para calculo del ángulo de apertura. . . . .	23
2.6.	Secuencia de galaxias espirales normales. (a) NGC 718 (Sa), (b) NGC 4450 (Sab), (c) NGC 615 (Sb), (d) NGC 864 (Sbc), (e) NGC 309 (Sc), (f) NGC 1494 (Scd), (g) NGC 5585 (Sd), (h) NGC 1156 (Sm). <i>A Revised Shapley-Ames Catalogue</i> , A.R. Sandage and G.A. Tammann, Washington: Carnegie Institution, 1981. . . . .	24
2.7.	Secuencia de galaxias espirales barradas. (a) NGC 2983 (SBa), (b) NGC 4462 (SBab), (c) NGC 782 (SBb), (d) NGC 3953 (SBbc), (e) NGC 1688 (SBc), (f) NGC 5201 (SBcd), (g) NGC 4710 (SBd), (h) NGC 7107 (SBm). <i>A Revised Shapley-Ames Catalogue</i> , A.R. Sandage and G.A. Tammann, Washington: Carnegie Institution, 1981. . . . .	25
2.8.	Galaxias irregulares. (a) IC 4662 (Im), (b) NGC 5464 (IBm), (c) NGC 0520 (Ir). <i>A Revised Shapley-Ames Catalogue</i> , A.R. Sandage and G.A. Tammann, Washington: Carnegie Institution, 1981. . . . .	26
2.9.	Diagrama completo de Hubble después de las categorías que fueron agregadas. <i>Whittle ASTR 553/4 Graduate Extragalactic Astronomy</i> , University of Virginia Department of Astronomy, 2002. . . . .	27

2.10. Sistema de coordenadas galácticas. An Introduction to Modern Astrophysics, by B.W. Carroll. Addison-Wesley, 2009. . . . .	28
2.11. Sistema de coordenadas cilíndricas galactocéntricas. An Introduction to Modern Astrophysics, by B.W. Carroll. Addison-Wesley, 2009. . . . .	29
2.12. Rotación diferencial en el plano de la galaxia. El Sol esta en $O$ , el centro galáctico en $C$ y $S$ es la estrella . . . . .	30
2.13. Imagen de las Pleiades, nótese la tonalidad azul en la imagen debido a la extinción estelar. <a href="http://www.primordial-light.com/deepsky1.html">http://www.primordial-light.com/deepsky1.html</a> . . . . .	36
2.14. Ejemplo de una malla refinada para un supercluster de masa bariónica. Hydrodynamical adaptative mesh refinement simulations of turbulent flows - I. Substructure a wind, por L. Iapichino, J. Adamek, W. Schmidt and J. C. Niemeyer. arXiv:0801.4695v2, 2008 . . . . .	45
2.15. Izquierda: Nodo raíz del árbol. Derecha: primera subdivisión del árbol. . . . .	46
2.16. Subdivisión del árbol aún sin terminar. . . . .	47
2.17. Árbol terminado. . . . .	47
2.18. Árbol construido para un sistema de partículas en tres dimensiones. . . . .	48
3.1. Posición de las partículas para halo4_D en $t=0$ . . . . .	54
3.2. Características del halo de materia oscura según su perfil de densidad. (a) Densidad en función del radio para $t=0.0$ en halo4_D, (b) Densidad en función del radio para $t=0.0$ , $t=2.44$ , $t=4.89$ , $t=9.78$ Gyr, (c) Ajuste del perfil de densidad para $t=0.0$ en halo4_D al perfil de Hernquist con el que se generaron las condiciones iniciales, (d) Evolución del ajuste en el tiempo. . . . .	55
3.3. (a) Perfiles de densidad de materia oscura en $t=0.0$ para halo4_D y halo4_B, (b) Ajuste del perfil del gas para $t=0.0$ . . . . .	56
3.4. (a) Perfiles de densidad para la simulación halo4_B en $t=0.0$ , $0.48$ , $0.97$ y $1.47$ , (b) Perfiles de densidad para la materia oscura para halo4_B en $t=0.0$ , $0.48$ , $0.97$ y $1.47$ . . . . .	57
3.5. Características del halo de materia oscura según su perfil de densidad. (a) Densidad de materia oscura en función del radio para $t=0.0$ en halo4_C, (b) Densidad de materia oscura en función del radio para $t=0.0$ , $t=2.44$ , $t=4.89$ , $t=9.78$ Gyr. . . . .	58
3.6. Dependencia de la perdida de masa de gas por vientos galácticos con la SFR. Aquí se tiene el negativo de la SFR que multiplicada por un factor de dos coincide con la perdida de masa de gas por vientos galácticos. . . . .	59
3.7. (a) Variación en el tiempo de la masa total de gas y estrellas nuevas. . . . .	59
3.8. (a) Distribución de gas con SFR en $t=0.0$ , $2.44$ , $4.89$ y $9.78$ Gyr, (b) Distribución de estrellas en $t=2.44$ , $4.89$ y $9.78$ Gyr. . . . .	60
3.9. (a) Distribución de materia oscura en $t = 8,8Gyr$ para el halo con solo materia oscura, (b) distribución de materia oscura en $t = 8,8Gyr$ para el halo con materia oscura, gas y estrellas, (c) perfil de densidad del gas para cada halo en $t = 8,8Gyr$ , (d) perfil de densidad de estrellas para cada halo en $t = 8,8Gyr$ . . . . .	61
3.10. (a) Variación en masa total de estrellas para cada halo en el tiempo. . . . .	62

4.1. (a) SFR en función del tiempo para la galaxia aislada, (b) SFR en función de la masa de gas disponible en la galaxia aislada. . . . .	65
4.2. Razón entre la SFR y la densidad del gas en función del radio para dos instantes de tiempo. . . . .	66
4.3. (a) Perfil de densidad de materia oscura para la galaxia de disco aislada en $t=0.0, 2.44, 4.89, 9.87, 19.58, 24.45$ y $39.12$ Gyr, (b) Perfil de densidad lineal en $Z$ para la galaxia de disco aislada en $t=0.0, 2.44, 4.89, 9.87, 19.58, 24.45$ y $39.12$ Gyr. . . . .	66
4.4. Posiciones de las estrellas formadas durante la simulación en $t=0.48, 4.89, 9.78, 14.67, 39.12$ y $52.81$ Gyr. . . . .	67
4.5. SFR y la rata de cambio de masa de gas en forma de vientos para la galaxia de disco aislada. . . . .	67
4.6. Temperatura en el tiempo para el proceso de fusión. . . . .	68
4.7. (a) SFR en función del tiempo para el <i>major merger</i> , (b) SFR en función de la masa de gas disponible en la fusión de galaxias. . . . .	69
4.8. (a) Perfil de densidad de la DM en el tiempo final de la simulación de la fusión, (b) Perfil de densidad de estrellas nuevas en el tiempo final de la simulación de la fusión, (c) Perfil de densidad del gas en el tiempo final de la simulación de la fusión. . . . .	70
4.9. SFR y la rata de cambio de masa de gas en forma de vientos para el <i>major merger</i> . . . . .	71
4.10. Secuencia de imagenes del proceso de fusión de las galaxias. . . . .	72



## Introducción

Con los datos obtenidos de la *radiación cósmica de fondo*, *surveys de galaxias*, entre otros, los astrofísicos que trabajan en Cosmología han parcialmente aceptado que la dinámica del universo es tal que la podemos modelar con el conocido *paradigma  $\Lambda$ CDM*; es decir, donde en la actualidad, a grandes escalas el efecto de la energía oscura domina la dinámica del universo frente a los de la materia oscura, radiación y materia bariónica, lo que da como consecuencia que en este momento el universo se expanda con una velocidad cada vez más alta. A escalas menores del orden de supercúmulos galácticos ( $100Mpc$ ) la materia oscura es la que por medio de la gravedad rige la dinámica y la distribución de la materia. Todos los procesos físicos que suceden en estas escalas espaciales ocurren en escalas de tiempo muy grandes comparadas con cualquier escala de tiempo vivida por la misma raza humana, por lo tanto, si se quiere estudiar en detalle la evolución temporal de este tipo de objetos se opta por hacer simulaciones de porciones del universo donde los diferentes modelos teóricos son aplicados y probados para que después sus resultados sean enfrentados con las observaciones.

Entonces, para simular al universo es necesario en principio realizar simulaciones de grandes porciones de universo donde se aloje principalmente partículas individuales de materia oscura, gas y estrellas, en el caso ideal debería haber una simulación con tantas partículas como en el mundo real, pero en este caso idealizado el número de partículas involucrado sería infinitamente grande comparado con el que se puede simular con el poder computacional actual. Para aproximarse a la solución de este problema de resolución se utilizan dos técnicas donde cada partícula de la simulación representa una colección equivalente a un gran número de partículas individuales, es decir, en la simulación cada partícula en realidad representa una gran porción de masa del sistema. Es una primera aproximación, dado que a materia bariónica representa solo una pequeña fracción de la masa total, se pueden entonces realizar simulaciones con solo materia oscura y como ésta únicamente interactúa gravitacionalmente se pueden incluir un número mayor de partículas y resolviendo éste problema de N-cuerpos se obtiene la distribución de materia con un detalle (resolución) dado por el número total de partículas, la simulación de este tipo más grande que se ha realizado contenía  $2048^3$  partículas en una caja cúbica de  $250Mpc$  de lado. En una segunda aproximación además de materia oscura se incluye gas en las simulaciones, estos evolucionan juntos formando estructuras como galaxias, pero la limitante

de esta técnica es que el gas no solo interactúa gravitacionalmente sino que también está sometido a procesos hidrodinámicos, interacción con radiación y con el medio en que se encuentra, lo que vuelve más lento y costoso el cálculo y por tanto hay que utilizar muchas menos partículas implicando que no se puedan hacer simulaciones muy grandes y que la resolución no sea muy alta. Entre los resultados más relevantes de este tipo de simulaciones es que se ha conseguido información importante sobre la forma en que se distribuye la materia en el universo: se ha visto por ejemplo que la materia oscura distribuye localmente de manera no uniforme en filamentos que constituyen un chasis gravitacional cosmológico por medio de pozos de potencial de halos elipsoidales que sirven como sumideros de materia bariónica.

Se entiende bien que una vez la materia bariónica se ha alojado en los halos de materia oscura su densidad aumenta y puede comenzar a formar estrellas que a su vez propician el aumento de las especies químicas en el gas por explosiones de supernova, todo esto termina formando la distribución de galaxias que hoy se observa. Pero desafortunadamente aunque se conoce bien como es el proceso de formación de una sola estrella a partir de una nube de gas no se tiene un modelo físico del proceso de formación estelar en masa, como ocurre en una galaxia donde cada estrella que se forma afecta la formación de las estrellas a su alrededor. Hay varias técnicas que se utilizan para simular estos procesos más complejos, un *modelo semi-analítico* (Muñoz 2008) es aquella técnica en que se simula materia oscura con una resolución tal que se puedan identificar halos con todas sus propiedades e historia de fusión, luego, se hacen aproximaciones de las propiedades de las galaxias que se formarían en esos halos resolviendo ecuaciones de conservación de masa entre las componentes galácticas, estas propiedades morfológicas y dinámicas dependerán directamente de las características del halo de materia oscura, con modelos semi-analíticos se pueden hacer simulaciones bastante grandes y con alta resolución gracias a que no incluyen gas, pero sigue siendo un método bastante aproximado y no da cuenta por el comportamiento del medio interestelar de la galaxia. Otras técnicas un tanto más sofisticadas hacen uso de simulaciones incluyendo gas y éste evoluciona junto con la materia oscura, éstas permiten hacer un seguimiento detallado del proceso de formación galáctica y estudiar la dinámica del medio interestelar porque algunas consideran efectos sobre el gas como *feedback* de supernovas (energía liberada en las explosiones), enfriamiento radiativo por emisión de luz desde las nubes de gas, calentamiento por radiación UV de estrellas nuevas y ondas de choque, vientos galácticos, entre otros. Esta física adicional de cada modelo se implementa a través de recetas de formación estelar que complementan las ecuaciones hidrodinámicas en estas simulaciones para el gas y habitualmente se habilita la formación de estrellas nuevas cuando la densidad sube y la temperatura baja hasta ciertos valores límites establecidos en cada técnica. Este tipo de simulaciones han logrado llegar a tener una resolución del orden de cientos de parsecs pero obviamente en simulaciones con un número muy grande de partículas encerradas en una caja de dimensiones tales que se pueda lograr este nivel de detalle.

La dinámica del gas es entonces estudiada con técnicas como *Adaptive Mesh Refinement* (AMR) o *Smoothed Particles Hydrodynamics* (SPH), donde las ecuaciones de movimiento son resueltas con aproximaciones características de cada método y que serán desarrolladas en la sección 2.4. Utilizando las técnicas anteriores, varios autores han elaborado

recetas de formación estelar que serán mencionadas brevemente en lo que sigue. El primer intento por agregar física del medio interestelar en la evolución del gas fue considerar el aumento en la temperatura del mismo (*feedback térmico*) en las regiones donde explotan las supernovas, pero esta energía adicional es radiada rápidamente hacia afuera y las nubes vuelven a enfriarse igual de rápido (Hernquist 1994). Después se implementó el *feedback cinético* buscando reproducir el efecto físico de las explosiones de supernova como impulsos de momento radial alrededor de las partículas de SPH donde explotan supernovas más un reservorio de energía interna que da cuenta por la física irresoluble. Esta receta de formación estelar cíclica a pesar de reproducir algunos resultados observacionales no da cuenta por el enriquecimiento químico del medio intergaláctico y produce un exceso en la luminosidad en la región central de las galaxias (Springel 2000). Para corregir esto al gas se le permitió cambiar de fase; de la caliente a la fría a través de enfriamiento radiativo, fría a caliente por evaporación de nubes en explosiones de supernovas y colapso de nubes frías que forman estrellas lo que produce una pérdida de masa de gas, además se agregó circulación, entrada y salida de gas de las galaxias (vientos galácticos) como un proceso que también regula la formación estelar, esto permitió tener una tasa de formación estelar cíclica autoregulada (Springel 2003).

Con el fin de avanzar en los resultados y en la precisión del modelo anterior se desarrollaron otras dos técnicas bastante útiles, en la primera se hacen simulaciones de porciones de galaxias con resoluciones muy altas, del orden de  $pc$ , y se incluyen ondas de choque y cooling (enfriamiento radiativo), en esta implementación los vientos galácticos salen de forma natural a esta escala, con los resultados de estas simulaciones se refinan los valores de los parámetros que controlan la receta de formación estelar para la galaxia entera como energía liberada por supernovas, eficiencia de vientos galácticos, etc. (Ceverino 2009). En la segunda aproximación se aumenta la resolución de las simulaciones a tal punto que los vientos galácticos salen también de manera natural y se obtiene mayor precisión para los parámetros que controlan la formación estelar (Scannapieco 2009). Estas últimas implementaciones han logrado reproducir propiedades observacionales de las galaxias a  $z = 0$ , destacando el papel del enfriamiento radiativo como uno de los principales efectos a la hora de convertir gas en estrellas, correcciones a efectos números que disminuyen errores como la no conservación del momento angular y de nuevo una formación estelar autoregulada y cíclica.

En este trabajo se utilizara una implementación del modelo de Springel 2003 para determinar como es la formación estelar en una galaxia esférica en aislamiento, primero se determinara como la presencia del gas y de estrellas afecta la distribución de materia oscura en la galaxia, luego examinaremos el comportamiento de la tasa de formación estelar, después observaremos como cambian los resultados bajo una variación en la masa de la galaxia. Por último, se tomara una galaxia de disco aislada para observar la evolución del gas y el proceso de formación estelar, luego se iniciará un proceso de fusión entre dos galaxias de disco idénticas entre si y a la anterior para determinar como se afecta la tasa de formación estelar en un proceso dinámico de este tipo. El siguiente texto se desglosa como sigue; en el capítulo 2 se hará un recorrido por toda la teoría de los modelos que se aplicarán para hacer este estudio, luego en el capítulo 3 se hará una descripción general del modelo de Springel 2003 acá aplicado y de las simulaciones que se realizaron con

galaxias esféricas con los resultados de su respectivo análisis, por último en el capítulo 4 se describen y analizan los resultados de las simulaciones con las galaxias de disco.

## Marco Teórico

En este capítulo se hará un recorrido por una serie de definiciones y resultados que servirán como soporte teórico para las técnicas y modelos aplicados en este trabajo. Se describirá lo que es una galaxia así como algunos de los conceptos básicos asociados con su dinámica, se describirá con algún detalle la forma en que el gas evoluciona y se convierte en estrellas y constituye la parte luminosa de la galaxia. Por último, estudiaremos algunas técnicas computacionales comúnmente usadas para modelar las galaxias como constituidas por dos clases de materia; una parte colisional que representa al gas y una no colisional que representa estrellas y materia oscura.

### 2.1. Las Galaxias

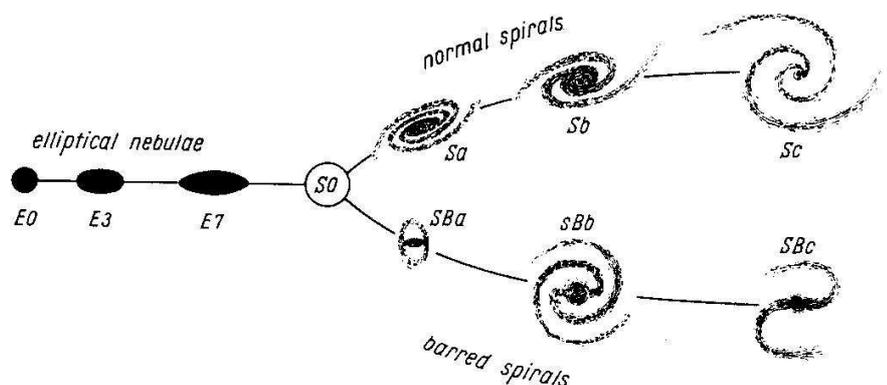
Las galaxias son estructuras autogravitantes principalmente compuestas de gas, polvo, estrellas y materia oscura, considerando como polvo a partículas sólidas con un diámetro menor a 100 micrómetros y materia oscura a aquella materia cuya interacción es sólo de tipo gravitacional lo que implica que no interactúa con la luz ni la emite, con bajas velocidades (baja temperatura), y de naturaleza dinámica no colisional lo que implica que no ocurren choques entre sus partículas constituyentes. Las galaxias están dominadas por la gravedad tanto en su interior como en su interacción con otras galaxias de su vecindario, su dinámica y cinemática interna están muy ligadas al tipo de simetría con el cual se distribuye su materia constituyente; el gas en la galaxia es considerado como un sistema colisional y que sufre procesos físicos como colapso masivo de nubes, interacción con campos magnéticos, dispersión de nubes por explosiones de supernovas, entre otros aún no entendidos completamente por los astrofísicos y que juegan un rol importante en al inducir y controlar el proceso de formación de estrellas en la galaxia. Por otro lado, las estrellas y la materia oscura solo interactúan gravitacionalmente convirtiéndose su descripción en un problema de N-cuerpos cuya solución numérica es bien conocida y modelada desde hace más de 30 años. Las galaxias están embebidas en cúmulos y a su vez en supercúmulos de galaxias, donde interactúan entre si a través de colisiones que afectan su morfología, dinámica y la producción de estrellas (Carroll & Ostlie 2009). Cada uno de los procesos mencionados será descrito con más detalle en las próximas secciones.

Como es de esperarse la basta variedad de sucesos que envuelve la vida de una galaxia hace que éstas tengan muchas formas y tamaños, pero se han podido construir sistemas de clasificación galáctica basados en sus propiedades observacionales y de las cuales hablaremos mientras explicamos y recorremos el diagrama de diapasón de Hubble como el sistema de clasificación más utilizado e intuitivo.

### 2.1.1. Morfología y Clasificación

Desde que Hubble con sus observaciones determinó que efectivamente esas manchas difusas que se observaban en el cielo profundo eran otras galaxias, se inicio la búsqueda de la estructura de nuestra galaxia a través de comparaciones con sus homólogas, pero inmediatamente se noto que tanto formas como tamaños variaban entre esas galaxias y en consecuencia surgieron varios sistemas de clasificación, el primero que surgió fue el del propio Hubble seguido de algunas modificaciones a éste y nuevos sistemas propuestos por otros astrónomos (Yerkes, Vaucouleurs y el sistema de clasificación DDO) (Barnes 2009). El sistema de clasificación de Hubble, como todos los de galaxias, son producto de resultados observacionales, por lo tanto, todos los criterios de selección son propiedades morfológicas de la materia bariónica (materia que interactúa con la luz) que compone la galaxia, incluso después del descubrimiento de la materia oscura como la componente más grande de la galaxia los sistemas de clasificación no cambiaron en lo más mínimo porque las observaciones de las galaxias no son afectadas por ésta

Las galaxias de tipo Hubble son aquellas que están clasificadas dentro de este sistema y están rotuladas por E, S, SB e Irr para galaxias elípticas, espirales, espirales barradas e irregulares respectivamente; los cuerpos fueron ubicados en un diagrama en forma de diapasón inspirado por la creencia errada de Hubble de que éste representaba las etapas evolutivas de la vida de una galaxia si se recorría de izquierda a derecha, de tal manera que las galaxias espirales eran el producto del achatamiento de las elípticas debido a su rotación. Aunque la interpretación de Hubble era errada ahora se sabe que de ser correcto lo predicho por el modelo jerárquico de formación de estructuras que se adopta actualmente para describir la evolución del universo a gran escala, se concluye Hubble no estaba muy lejos si el recorrido por su diapasón se hace de derecha a izquierda.



**Figura 2.1:** Diagrama original de Hubble después de agregar las galaxias lenticulares. Realm of the Nebulae, por E.P. Hubble. New Haven: Yale University Press, 1936.

### Galaxias Elípticas

Son distribuciones esferoidales de estrellas embebidas en un halo de materia oscura, que son observadas con muy poco polvo y gas casi carentes de éstos en su interior. Contrario a lo que pensaba Hubble las galaxias elípticas más grandes son el producto de una serie de *mergers* entre otros tipos de galaxias en cuyos encuentros el gas es expulsado o consumido a través de procesos de formación de estrellas. Hasta el momento solo se han detectado galaxias elípticas con magnitudes absolutas en B<sup>1</sup> mayores a -23 y hasta -8, masas entre  $10^7 M_{\odot}$  y  $10^{14} M_{\odot}$  con diámetros que oscilan entre decenas y cientos de kpc. Las gigantes elípticas están entre los objetos más grandes en el universo, pero se cree que son mucho más abundantes las enanas aunque menos observadas porque su tamaño es tal que no emite la suficiente luz para que sea capaz de llegar hasta los telescopios con la suficiente intensidad para ser detectadas.

En el sistema de clasificación de Hubble el criterio de clasificación de este tipo de galaxias está dado por la elipticidad promedio de sus isofotas exteriores; es decir, por la elipticidad de las elipses encontradas cuando se trazan curvas de igual brillo en la imagen de la galaxia. La elipticidad es definida como

$$\epsilon \equiv 1 - \frac{b}{a}, \quad (2.1)$$

donde  $a$  y  $b$  son los semiejes mayor y menor aparentes de la elipse respectivamente, la nomenclatura con la que se nombra este tipo de las galaxias es  $E10\epsilon$ ; por lo tanto, las galaxias con  $a = b$  (esféricas) se rotulan con  $E0$  y las que son achatadas obtendrán rótulos entre  $E1$  y  $E7$  ya que no se han detectado galaxias con elipticidad mayor a 0.7. En la figura 2.2 se muestran algunos ejemplos de galaxias elípticas

Hay que tener presente que la elipticidad es algo aparente y depende de la línea de visión del observador; es decir, lo que se observa son proyecciones en dos dimensiones de cuerpos en tres y las figuras pueden cambiar con la relación de tamaños entre cada uno de los semiejes del elipsoide, por ejemplo, si una galaxia se ve circular, entonces puede ser que se mira un elipsoide desde una línea de visión que coincide con el semieje mayor de éste, ver figura 4.2.

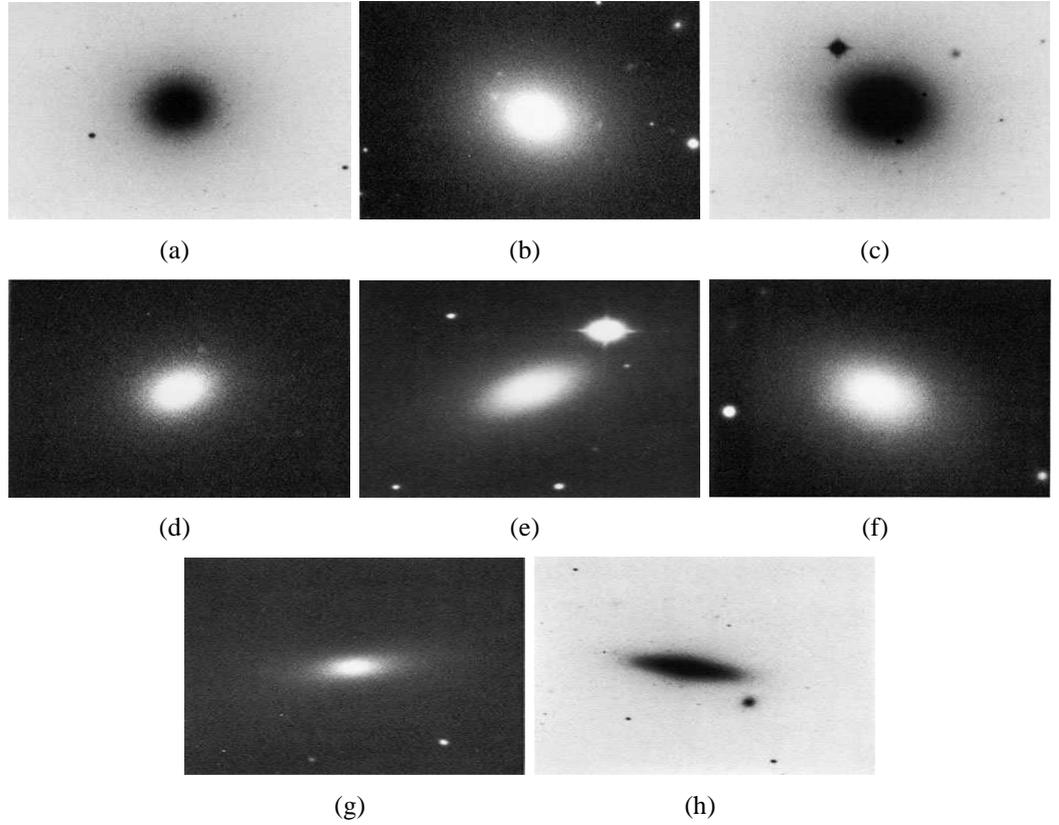
Para trazar las isofotas elípticas se toman puntos con igual brillo sobre la imagen de la galaxia, éstos se ajustan a una expansión en series de Fourier de la distribución de brillo superficial y los coeficientes de esa expansión dan información acerca de los parámetros geométricos de la elipse. Suponiendo que las galaxias elípticas no contienen polvo y su luz no es dispersada o absorbida en su camino hacia el detector, éstas se ajustan a una función de brillo superficial de una distribución esferoidal propuesta por *de Vaucouleurs* y es una ley conocida como la ley de  $R^{1/4}$

$$I(R) = I_e 10^{[-3.33(R/R_e)^{1/4} - 1]}, \quad (2.2)$$

donde  $R_e$  es el radio efectivo definido como el radio donde la galaxia emite la mitad de su

---

<sup>1</sup>Este tipo de filtro está definido en el sistema de filtros de Johnson y Morgan 1953.



**Figura 2.2:** Ejemplos cada tipo de galaxia elíptica. (a) NGC 1379 (E0), (b) NGC 777 (E1), (c) NGC 1404 (E2), (d) NGC 1521 (E3), (e) NGC 2974 (E4), (f) NGC 439 (E5), (g) NGC 1209 (E6), (h) NGC 4342 (E7). A Revised Shapley-Ames Catalogue, A.R. Sandage and G.A. Tammann, Washington: Carnegie Institution, 1981.

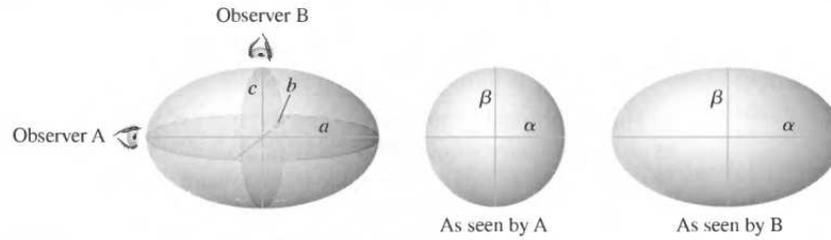
luz total e  $I_e$  es el brillo superficial en ese radio, el factor de 3.33 es tomado de tal manera que si la galaxia fuera un círculo perfecto la ley sea válida en todos los radios. Desafortunadamente aunque la ley de *de Vaucouleurs* es la más común no todas las galaxias se ajustan perfectamente a este perfil de brillo, las que tienen baja luminosidad<sup>2</sup> generan puntos por debajo de la curva y en las de luminosidades muy altas los puntos están por encima de la curva. Para poder ajustar perfiles de este tipo de galaxias elípticas se utilizan los siguientes perfiles que se ajusta con tres parámetros para aumentar su precisión

$$I(R) = I_e 10^{[-b_n(R/R_e)^{1/n} - 1]}, \quad (2.3)$$

(2.3) es la ley generalizada de de Vaucouleurs donde  $n$  se ajusta con los datos y  $b_n$  se escoge de tal manera que la definición de  $R_e$  se cumpla. Otro de los perfiles a tres parámetros es la ley de Hubble-Oemler

$$I(R) = \frac{I_o e^{-R^2/R_t^2}}{(1 + R/r_o)^2}, \quad (2.4)$$

<sup>2</sup>Siendo la luminosidad la potencia de la luz emitida por un cuerpo astrofísico.



**Figura 2.3:** Forma aparente de un elipsoide vista por dos observadores diferentes. An Introduction to Modern Astrophysics, by B.W. Carroll. Addison-Wesley, 2009.

donde  $I_o$  es el brillo superficial central y  $r_o$  es el radio interno en el cual éste brillo permanece aproximadamente constante; vale anotar, que en  $r_o < R < R_t$  el brillo cae como  $R^{-2}$  y más allá  $R_t$  cae rápidamente prediciendo siempre una luminosidad finita. Si  $R_t \rightarrow \infty$  la ley de Hubble-Oemler se reduce a una ley introducida por Reynolds y popularizada por Hubble

$$I(R) = \frac{I_o}{(1 + R/r_o)^2}, \quad (2.5)$$

cuando  $R \gg r_o$  la integral del brillo superficial converge y predice una luminosidad finita para un sistema finito como lo es una galaxia y por tanto tiene mayor significado físico.

Después de notar observacionalmente que las galaxias elípticas poseen diferencias que no dependían de la elipticidad se hicieron subdivisiones en la clasificación de este tipo de galaxias basados en características morfológicas como; tamaño, magnitud absoluta y brillo superficial, estas categorías son:

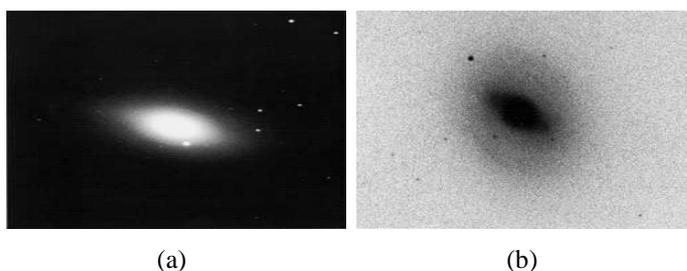
- **Galaxias cD** son galaxias gigantes con tamaños de  $\sim 1Mpc$  de diámetro y se encuentran generalmente en el centro de grandes y densos clusters de galaxias, con magnitudes absolutas en B entre -22 a -25 mag y con masas entre  $10^{13}$  a  $10^{14} M_\odot$ . Estas galaxias se caracterizan por tener regiones centrales muy brillante y extendidas, y con regiones exteriores muy difusas y poseen decenas de miles de cúmulos globulares.
- **Galaxias elípticas normales** con regiones centrales muy condensadas y brillantes: Incluye las galaxias elípticas gigantes (gE's), normales (E's) y elípticas compactas (cE's), las normales con magnitudes absolutas en B entre -15 y -23 con masas entre  $10^8$  y  $10^{13} M_\odot$  y diámetros que varían de 1 a 200 kpc.
- **Galaxias elípticas enanas** tienen brillos superficiales que tienden a ser mucho más bajos que los de las (cE's) en la misma magnitud absoluta, estas galaxias (dE's) tienen magnitudes desde -19 a -13 mag y masas típicas de  $10^9$  a  $10^7 M_\odot$  con diámetros entre 1 y 10 kpc y poseen estrellas más nuevas que les E's.

- **Galaxias esferoidales enanas** (dSph's) son extremadamente tenues muy poco brillantes por lo que solo se han detectado en las vecindades de la Vía Láctea con magnitudes absolutas en B entre -8 y -15 mag con masas aproximadas de  $10^7$  a  $10^8 M_{\odot}$  y diámetros de 0,1 a 0,5  $kpc$ .
- **Galaxias enanas compactas azules** (BCD's) son pequeñas y inusualmente azules con índice de color  $\langle B - V \rangle = 0,0$  a  $0,3$ , lo que indica que están formando muchas estrellas nuevas. Tienen magnitudes absolutas en B entre -14 y -17, y masas de  $10^9 M_{\odot}$  y diámetros de menos de  $3kpc$ . Poseen nubes de gas de hidrógeno atómico y molecular de  $10^6$  a  $10^8 M_{\odot}$  respectivamente.

### Galaxias Lenticulares

Son galaxias esferoidales pero que poseen un disco galáctico muy pequeño con estrellas viejas y casi sin gas o polvo. Tienen tamaños similares a los de las elípticas más grandes y en la nomenclatura de Hubble se denotan por  $SO$  o  $SBO$  si su centro cuenta con una distribución de estrellas en forma de barra.

En ocasiones hay una subdivisión en su clasificación de  $SO_1$  ( $SBO_1$ ) a  $SO_3$  ( $SBO_3$ ), donde  $SO_1$  es para galaxias que no poseen nada de polvo y  $SO_3$  para las que poseen cantidades significativas de éste. En la figura 2.4 hay algunos ejemplos de las galaxias de este tipo.

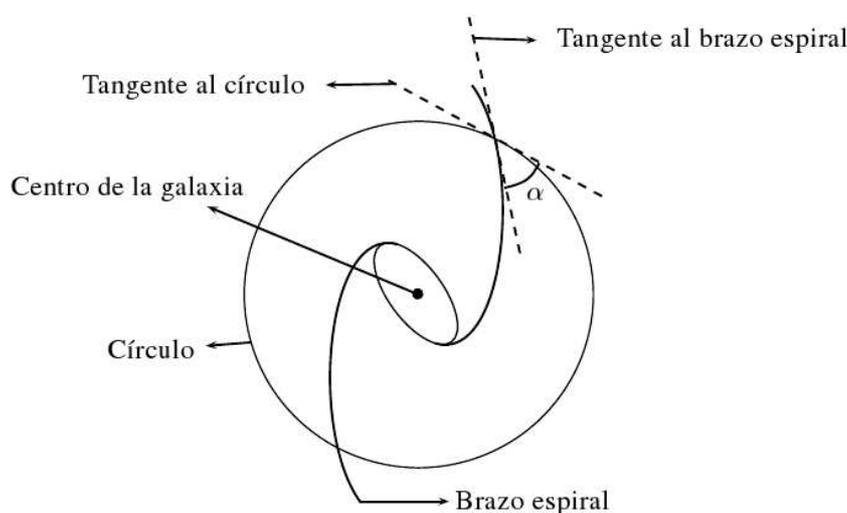


**Figura 2.4:** Galaxias lenticulares. (a) NGC 584 (SO), (b) NGC 1440 (SBO). A Revised Shapley-Ames Catalogue, A.R. Sandage and G.A. Tammann, Washington: Carnegie Institution, 1981.

### Galaxias Espirales

Estas galaxias son morfológicamente un tanto más complejas se componen de un abultamiento central de estrellas con distribución esferoidal conocido como bulbo, otra distribución discoidal de gas, polvo y estrellas que como todas las galaxias esta rodeada por un halo de materia oscura. Si la rotación del halo de materia oscura es lo suficientemente alta como para hacer que el gas rote también y tome la forma un disco estelar donde aparecen brazos espirales en regiones donde el gas se acumula y forma estrellas, por último, un halo de estrellas viejas que rodea al bulbo y al disco. Con una gran variedad de tamaños

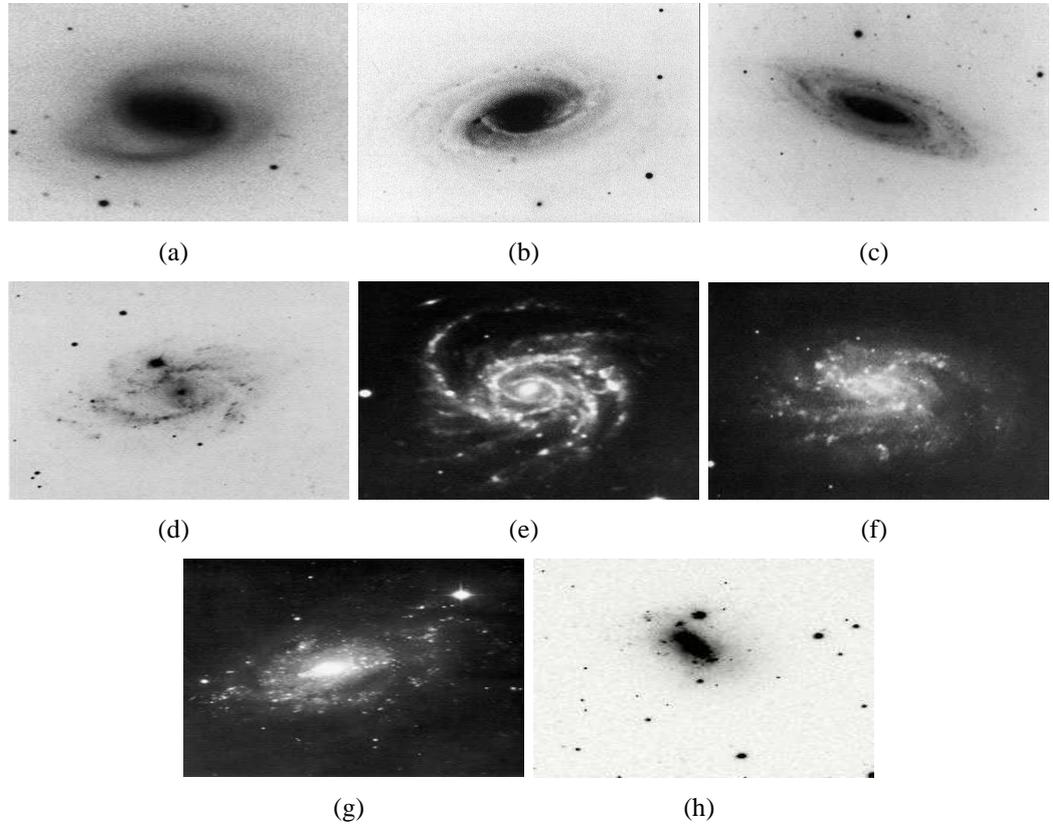
entre 5 y 100 kpc de diámetro con masas totales que van desde  $10^9 M_{\odot}$  a  $10^{12} M_{\odot}$  y magnitudes absolutas B desde -16 a -23. Dentro del sistema de Hubble se rotulan con la letra *S* y *SB* para las que poseen barras centrales. Pero para ser clasificadas se requiere de más criterios que las elípticas, acá se mencionan algunos de los criterios más importantes; la razón entre a luminosidad del bulbo y la del disco (razón bulbo-disco)  $L_{bulbo}/L_{disco}$ ; y el ángulo de apertura  $\alpha$  (figura 4.6), que se define como el ángulo entre la tangente a un brazo espiral y la tangente a un círculo perfecto trazado con centro coincidente con el de la galaxia en el punto de cruce entre el brazo y el círculo.



**Figura 2.5:** Esquema para calculo del ángulo de apertura.

Los dos criterios anteriores dan una primera diferenciación entre las galaxias espirales, las galaxias con bulbos más prominentes ( $\frac{L_{bulbo}}{L_{disco}} \sim 0,3$ ) y brazos más enrollados (ángulo de apertura  $\approx 6^\circ$ ) se clasifican como *Sa* (*SBa*), y razones bulbo disco más pequeñas ( $\frac{L_{bulbo}}{L_{disco}} \sim 0,05$ ) y brazos más abiertos (ángulo de apertura  $\approx 18^\circ$ ) con *Sc* (*SBc*). *de Vaucouleurs* también sugirió agregar una categoría intermedia entre las espirales y las espirales barradas, entonces los rótulos serian: *SA* para espirales comunes, *SAB* intermedias con barras débiles y *SB* con barras muy marcadas. También se le agregó la clase de luminosidad con un rango entre I y V, donde I se le asocia a galaxias con los brazos espirales muy brillantes con fronteras bien definidas, y V a los que tienen muy baja luminosidad, no se les marca fronteras y están fragmentados.

Para hacer la fotometría de galaxias espirales con el fin de determinar todos aquellos parámetros para su clasificación y estudio de propiedades físicas, se debe tomar en cuenta que debido a la absorción de la luz por el polvo que depende de la distribución de polvo y del ángulo en que se observe la galaxia es más conveniente hacer observaciones en infrarrojo donde ésta pérdida es mínima.

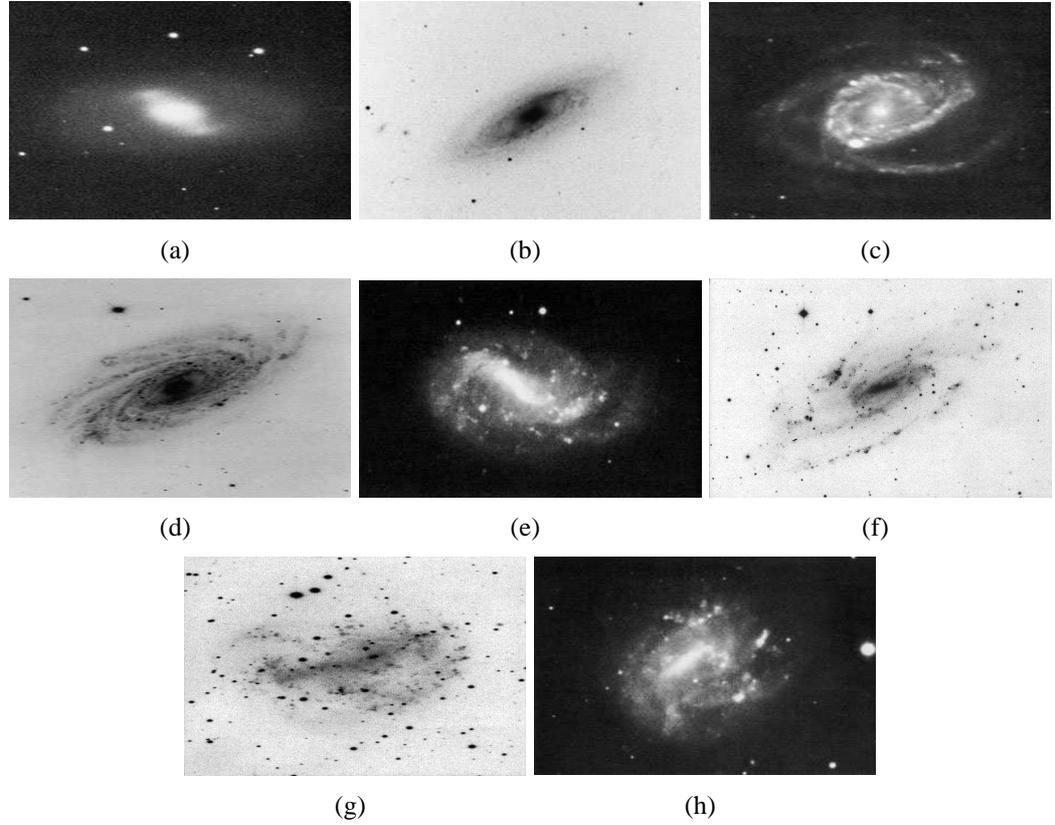


**Figura 2.6:** Secuencia de galaxias espirales normales. (a) NGC 718 (Sa), (b) NGC 4450 (Sab), (c) NGC 615 (Sb), (d) NGC 864 (Sbc), (e) NGC 309 (Sc), (f) NGC 1494 (Scd), (g) NGC 5585 (Sd), (h) NGC 1156 (Sm). A Revised Shapley-Ames Catalogue, A.R. Sandage and G.A. Tammann, Washington: Carnegie Institution, 1981.

Debido a que cuando se observa una galaxia espiral se toma un disco con un bulbo en el centro, y así como se descubrió que una distribución esférica se ajustaba a una ley  $R^{1/4}$  el ajuste de un disco es a una ley exponencial, y como las escalas de longitud son diferentes para cada componente galáctica es peligroso cambiar de ley de ajuste a un determinado radio, entonces para obtener un perfil de una galaxia espiral hay que sumar una ley  $R^{1/4}$  con una exponencial. Pero, las galaxias no se ajustan a este perfil compuesto en las transiciones de bulbo a disco, lo que ocasiona que se definan dos tipos de galaxias espirales; las de tipo I donde los datos dan por encima del modelo y tipo II si los datos están por debajo en esta región de transición. Se cree que el comportamiento de las de tipo I es causado por barras centrales o a una región estrecha donde se forman muchas estrellas, y las de tipo II por hoyos en el disco o por sendas de polvo. Para distinguir entre las anteriores causas hay que definir muy bien los colores en esta región lo cual no es tarea fácil y es mucho más preciso si se ajustan los datos a proyecciones 2D del sistema.

Van der Kruit y Searle (1981) ajustaron los datos de una galaxia vista de canto pero ignorando la zona oscura (senda de polvo) al perfil de densidad de luminosidad

$$j(R, z) = \begin{cases} j_0 e^{-R/R_d} \operatorname{sech}^2(z/2z_0) & R < R_{max} \\ 0 & R > R_{max} \end{cases} \quad (2.6)$$



**Figura 2.7:** Secuencia de galaxias espirales barradas. (a) NGC 2983 (SBa), (b) NGC 4462 (SBab), (c) NGC 782 (SBb), (d) NGC 3953 (SBbc), (e) NGC 1688 (SBc), (f) NGC 5201 (SBcd), (g) NGC 4710 (SBd), (h) NGC 7107 (SBm). A Revised Shapley-Ames Catalogue, A.R. Sandage and G.A. Tammann, Washington: Carnegie Institution, 1981.

Acá  $R$  y  $z$  están en coordenadas cilíndricas,  $j_o$ ,  $R_o$ ,  $z_o$  y  $R_{max}$  son constantes que se ajustan con los datos, según este modelo la galaxia vista de cara obedecería al perfil en  $R < R_{max}$ . Ellos concluyeron que en  $R_{max}$  el brillo superficial cae bruscamente alrededor de 4 mag por debajo del nivel del cielo. Ahora, utilizando fotometría en infrarrojo cercano Wainscoat, Freeman y Hylan ajustaron sus datos incluyendo regiones que iban hasta la mitad de la senda de polvo a una forma descrita por

$$j(R, z) = \begin{cases} j_o e^{-R/R_d} e^{-|z|/z_o} & R < R_{max} \\ 0 & R > R_{max} \end{cases} \quad (2.7)$$

Después de esto lo único que faltaba era relacionar los parámetros de los ajustes del disco y el bulbo  $I_d$ ,  $R_d$ ,  $I_e$  y  $R_e$ , para ser utilizados por ejemplo en la clasificación de Hubble, y con este fin se define la fracción de bulbo que es la razón entre la luminosidad del bulbo y la total emitida por la galaxia

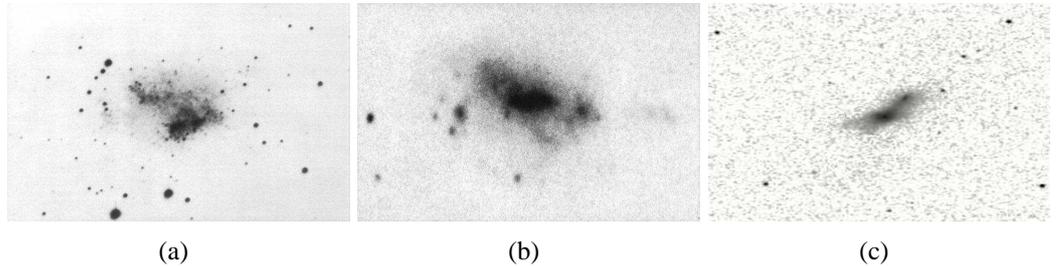
$$\frac{B}{T} \equiv \frac{R_e^2 I_e}{R_e^2 I_e + 0,28 R_d^2 I_d}, \quad (2.8)$$

Obviamente  $0 < \frac{B}{T} < 1$  y la razón disco-bulbo sera

$$\frac{D}{B} = \left(\frac{B}{T}\right)^{-1} - 1, \quad (2.9)$$

### Galaxias Irregulares

Son galaxias que no tienen una estructura estable debido a que su halo de materia oscura es de baja masa, por tanto, no es capaz de acretar la suficiente materia para formar una estructura definida, y el material que permanece en su interior puede perturbarse o escapar muy fácil porque en pozo de potencial en el que se encuentra es poco profundo, lo que permite que cualquier pequeña perturbación al sistema sea capaz de desestabilizarlo. Son estructuras que no encajan en ninguna de las clasificaciones anteriores de la secuencia de Hubble, por su dinámica sus diámetros varían entre 0,1 y 50 *kpc* poseen masas entre  $10^8 M_{\odot}$  y  $10^{10} M_{\odot}$  y magnitudes absolutas en B de -13 a -20. Dentro de este sistema de clasificación se les marca con Irr I a aquellas que poseen algo de estructura definida e Irr II para las que son totalmente amorfas.



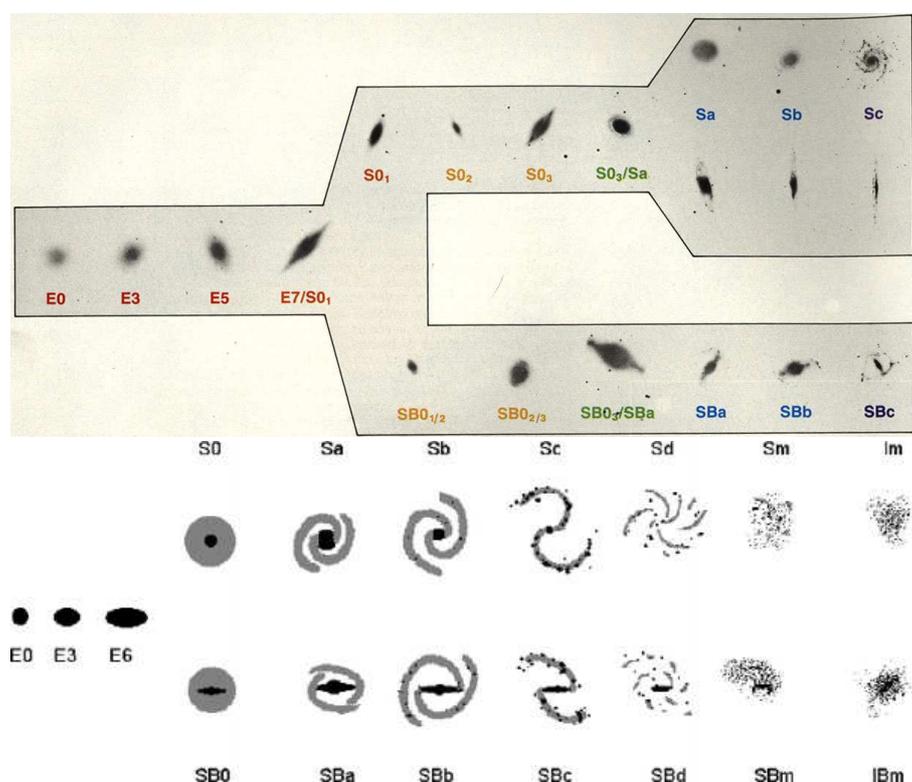
**Figura 2.8:** Galaxias irregulares. (a) IC 4662 (Im), (b) NGC 5464 (IBm), (c) NGC 0520 (Ir). A Revised Shapley-Ames Catalogue, A.R. Sandage and G.A. Tammann, Washington: Carnegie Institution, 1981.

Gerard de Vaucouleurs sugirió agregar unos nuevos tipos a las galaxias espirales para considerar en esta categoría a aquellas que todavía poseían restos de alguna estructura definida y no considerarlas dentro de las irregulares; estas fueron *Sd*, (*SBd*), *Sm* y (*SBm*), que por tender a ser muy pequeñas son también llamadas espirales enanas, y la primera categoría para las irregulares sería *Im* donde *m* se refiere a galaxias del tipo magallánico; es decir, las que se parecen a la Gran Nube de Magallanes serían *Sm* y las que se asemejan a la Pequeña Nube de Magallanes *Im*, las galaxias realmente amorfas serían solo *Ir*.

Con estas últimas modificaciones queda completado el diagrama de diapasón de Hubble, que tomaría la secuencia (con una secuencia similar para las barradas):

$$E0, E1, \dots, E7, SO_1, SO_2, SO_3, Sa, Sab, Sb, Sbc, Sc, Scd, Sd, Sm, Im, Ir.$$

En la figura 4.5 se muestran dos imágenes del diapasón de Hubble que se complementan y muestran las categorías agregadas por otros astrónomos.



**Figura 2.9:** Diagrama completo de Hubble después de las categorías que fueron agregadas. Whittle ASTR 553/4 Graduate Extragalactic Astronomy, University of Virginia Department of Astronomy, 2002.

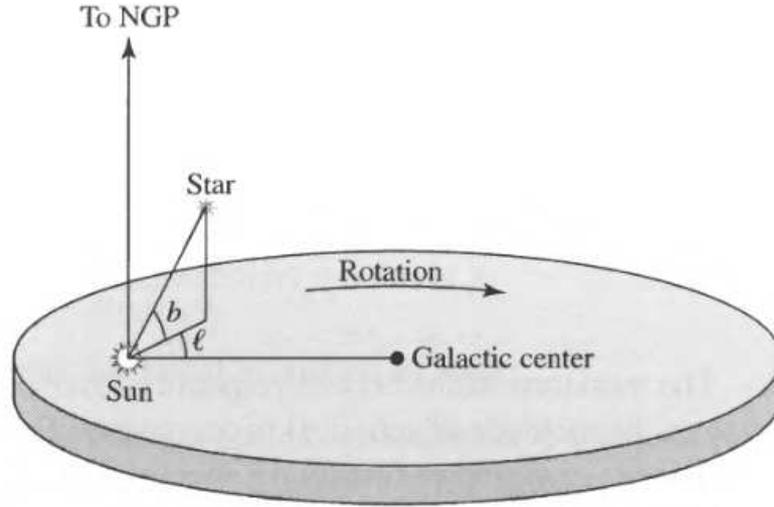
### 2.1.2. Cinemática de la Galaxia

Como ya se conocía la morfología de las galaxias y en particular de la Vía Láctea, se quiso conocer como era el movimiento de los cuerpos en la galaxia ya que era obvio que la galaxia no es un sistema estacionario por la evidente dinámica en cúmulos, nubes y estrellas. Pero como siempre en física para determinar posiciones y velocidades hay que definir un sistema de referencia y coordinado apropiado para el objeto de estudio, antes de dar paso al estudio cinemático de la galaxia se definirá un sistema apropiado para hacerlo.

#### Sistema de Coordenadas Galácticas

Es el sistema de referencia natural porque es con el que observamos directamente la galaxia. La distancia entre la tierra y el Sol es un punto comparado con la escala galáctica, entonces éste se considera con origen en el Sol y el ecuador galáctico es la intersección entre el plano medio galáctico y la esfera celeste con una inclinación de  $62,87^\circ$  con respecto al ecuador celeste, para aprovechar la simetría cilíndrica de la galaxia los cuerpos se ubican con una distancia desde el sol ( $r$ ) figura 4.8, y dos coordenadas angulares, la latitud galáctica ( $b$ ) que es un ángulo medido desde el plano medio galáctico con apertura en el eje Z, positivo en el hemisferio norte galáctico y negativo en el sur,  $b = 90^\circ$  y  $b = -90^\circ$  son las coordenadas del polo norte y sur galáctico respectivamente. La longitud galáctica ( $l$ ) se define como en ángulo medido desde la línea que une al Sol con el centro galáctico y

la proyección sobre el plano medio de la distancia Sol-Objeto y medido contrario a las manecillas del reloj si lo miramos desde el polo norte galáctico (NGP) (desde éste punto la galaxia rota en el sentido de las manecillas del reloj). En este sistema el centro galáctico tiene coordenadas  $(l_o, b_o, r_o) = (0, 0, 8kpc)$ .



**Figura 2.10:** Sistema de coordenadas galácticas. An Introduction to Modern Astrophysics, by B.W. Carroll. Addison-Wesley, 2009.

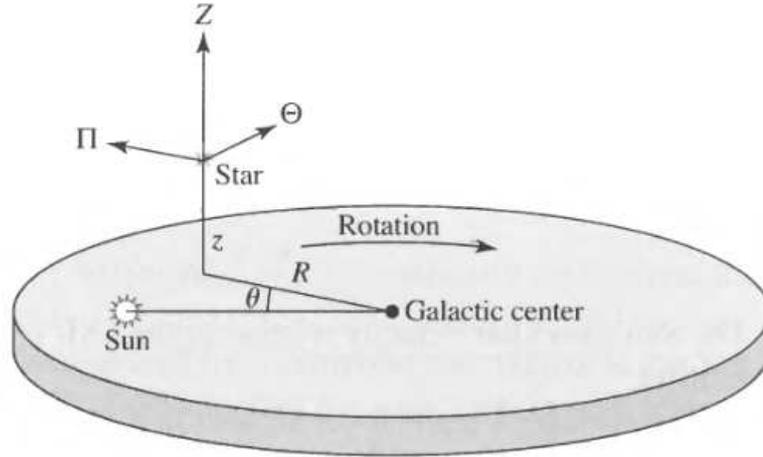
Desafortunadamente, este sistema de coordenadas tiene el problema de que no es un sistema de referencia inercial porque el Sol está constantemente en movimiento en torno al centro galáctico, para evitar esto se define un nuevo sistema de referencia llamado sistema de coordenadas cilíndricas galactocéntricas, que sí es inercial y donde es más conveniente hacer medidas.

### Sistema de Coordenadas Cilíndricas Galactocéntricas

Este sistema es más apropiado que las coordenadas galácticas ya que es un sistema de referencia inercial porque su centro coincide con el centro de la galaxia. La posición de cualquier cuerpo en la galaxia en éste sistema se ubica también con tres coordenadas (figura 4.9): la distancia al centro galáctico de la proyección sobre el disco ( $R$ ), la altura ( $z$ ) y el ángulo que se forma entre la línea que une al Sol con el centro de la galaxia y la proyección sobre el plano medio del radio vector del objeto medido en el sentido de rotación de la galaxia o azimut galáctico ( $\theta$ ). En este sistema de coordenadas las componentes de la velocidad son:

$$\begin{aligned} \Pi &\equiv \frac{dr}{dt} \\ \Theta &\equiv R \frac{d\theta}{dt} \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$Z \equiv \frac{dz}{dt},$$



**Figura 2.11:** Sistema de coordenadas cilíndricas galactocéntricas. An Introduction to Modern Astrophysics, by B.W. Carroll. Addison-Wesley, 2009.

las coordenadas del Sol en este marco y teniendo en cuenta de que éste está a  $\approx 30pc$  del plano medio galáctico son  $(R, \theta, z) = (8kpc, 30pc, 0)$ .

Para relacionar estos dos importantes sistemas de referencia ya mencionados se define el sistema estándar de reposo local ( $LSR$ ), que en coordenadas galactocéntricas se ubica sobre el plano medio galáctico ( $z = 0$ ), a una distancia igual a la galactocéntrica solar ( $R_o$ ) y con movimiento en torno al centro de la galaxia con rapidez constante en una órbita circular. Este es definido para medir la velocidad de las estrellas vecinas al Sol cuya única componente diferente de cero es  $\Theta = \Theta_o$  constante y que puede tener dos valores que definen dos tipos de éste sistema, si  $\Theta_o$  es la velocidad promedio de la de las estrellas vecinas al Sol es llamado  $LSR$  cinético, y si  $\Theta_o$  es conocido como  $LSR$  dinámico. De ahora en adelante  $LSR$  se referirá al  $LSR$ .

Por su definición

$$\begin{aligned} \Pi &= 0 \\ \Theta &= \Theta_o \\ Z &= 0, \end{aligned} \tag{2.11}$$

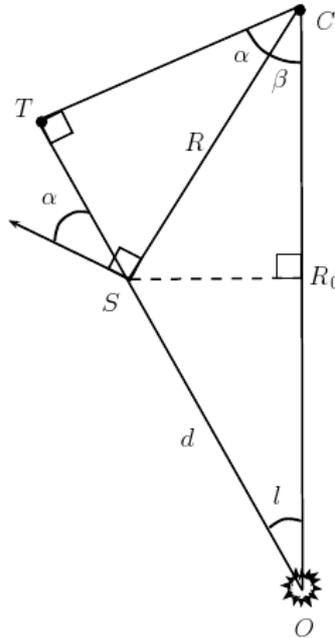
Se define la velocidad peculiar  $(u, v, w)$  de un cuerpo como la velocidad del cuerpo relativa al  $LSR$ , luego

$$\begin{aligned} u &= \Pi - \Pi_{LSR} = \Pi \\ v &= \Theta - \Theta_{LSR} = \Theta - \Theta_o \\ w &= Z - Z_{LSR} = Z, \end{aligned} \tag{2.12}$$

Mediciones precisas han arrojado la velocidad peculiar del Sol respecto al *LSR* cinético a ser  $(u_{\odot}, v_{\odot}, w_{\odot}) = (-9, 12, 7) \text{ km s}^{-1}$ ; es decir, el sol respecto al *LSR* esta ascendiendo con referencia al disco galáctico ( $w > 0$ ), moviéndose levemente hacia el centro de la galaxia ( $u < 0$ ) y adelantándose en su movimiento orbital respecto a sus estrellas vecinas  $v > 0$ . Otro resultado relevante que se noto fue que las estrellas más viejas (metalidades bajas) tienen velocidades más altas, lo cual es lógico ya que en su mayoría pertenecen al halo estelar donde hay una mayor dispersión en velocidades, y las de velocidades más bajas son más jóvenes (metalidades altas) pertenecen al disco, siendo más precisos al disco delgado, que es la parte del disco que contiene al plano medio galáctico.

Ahora se mostrara como se determina en cierta medida el movimiento de ciertos cuerpos respecto a la galaxia. consideremos un cuerpo a una distancia  $r$  del sol, sobre el plano galáctico ( $b = 0$ )°, una distancia galactocéntrica ( $R$ ) y una velocidad cuya única componente no nula es  $\Theta$  figura 4.10, entonces la velocidad relativa entre el sol y el cuerpo medida desde la tierra es

$$\begin{aligned} v_r &= \Theta \cos \alpha - \Theta_o \sin l \\ v_t &= \Theta \sin \alpha - \Theta_o \sin l, \end{aligned} \quad (2.13)$$



**Figura 2.12:** Rotación diferencial en el plano de la galaxia. El Sol está en  $O$ , el centro galáctico en  $C$  y  $S$  es la estrella

Con  $\Theta_o$  una velocidad idealizada del Sol en una órbita perfectamente circular y  $\alpha$  se define en la figura 4.10. Si se define la velocidad circular como

$$\Omega(R) \equiv \frac{\Theta(R)}{R}, \quad (2.14)$$

Y con las relaciones sacadas desde la figura 4.10

$$\begin{aligned} R\cos\alpha &= R_o\sin\theta \\ R\sin\alpha &= R_o\cos l - r, \end{aligned} \quad (2.15)$$

se puede probar que las velocidades radial y tangencial toman la forma

$$\begin{aligned} v_r &= (\Omega - \Omega_o)R_o\sin l \\ v_t &= (\Omega - \Omega_o)R_o\cos l - r, \end{aligned} \quad (2.16)$$

Las ecuaciones 2.16 nos permiten crear una curva de  $R$  vs.  $\Omega(R)$  (curva de rotación de la galaxia) si conocemos muchos radios de diferentes cuerpos y sabemos su distancia y velocidad respecto a la tierra, pero a los cuerpos que se les podría medir estas propiedades están ocultos por el polvo y solo tendríamos una pequeña muestra. Para utilizar estas relaciones para los cuerpos vecinos al Sol hay una aproximación que nos permite medir  $R_o$  y  $\Omega_o$ . Si suponemos  $\Omega(R) \simeq \Omega_o$  y que  $\Omega(R)$  varía suavemente con  $R$ , entonces podemos expandir en una serie de Taylor alrededor de  $R_o$  para  $\Omega(R)$

$$\Omega(R) = \Omega(R_o) + \frac{d\Omega}{dR}\bigg|_{R_o}(R - R_o) + \dots \quad (2.17)$$

Considerando solo los términos de primer orden

$$\Omega - \Omega_o = \frac{d\Omega}{dR}\bigg|_{R_o}(R - R_o), \quad (2.18)$$

reescribiendo 2.16

$$\begin{aligned} v_r &\simeq \left[\frac{d\Omega}{dR}\bigg|_{R_o} - \frac{\Theta_o}{R_o}\right](R - R_o)\sin l \\ v_t &\simeq \left[\frac{d\Omega}{dR}\bigg|_{R_o} - \frac{\Theta_o}{R_o}\right](R - R_o)\cos l - \Omega_o r, \end{aligned} \quad (2.19)$$

si  $d \ll R_o$ , entonces  $\beta \ll 1$  y  $\cos\beta \approx 1$ , luego

$$\begin{aligned} v_r &= A\sin 2l \\ v_t &= A\cos 2l - Bd, \end{aligned} \quad (2.20)$$

donde  $A$  y  $B$  son las constantes de Oort (1927)

$$\begin{aligned} A &\equiv -\frac{1}{2}\left[\frac{d\Omega}{dR}\bigg|_{R_o} - \frac{\Theta_o}{R_o}\right] \\ B &\equiv -\frac{1}{2}\left[\frac{d\Omega}{dR}\bigg|_{R_o} + \frac{\Theta_o}{R_o}\right], \end{aligned} \quad (2.21)$$

Con diferentes longitudes galácticas e igual radio desde el centro al Sol, la velocidad radial y tangencial dependerá de si la órbita del objeto considerado es mayor o menor a la órbita solar y si esta adelantada o atrasada respecto a éste. para encontrar el valor de

las constantes de Oort se construyen dos curvas, una de  $v_r$  vs.  $l$  para hallar  $A$  y otra de  $v_t$  vs.  $l$  que restada con la anterior da el valor de  $B$ , para datos bastantes precisos (Carroll & Ostlie 2009) los valores de éstas constantes son

$$A = 14,8 \pm 0,8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

$$B = -12,4 \pm 0,6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

Es evidente que  $\Omega_o = A - B$ , entonces se puede encontrar  $\Theta_o = \Omega_o R_o$ .

Para determinar las velocidades de los cuerpos en toda la expansión de la galaxia se deben considerar las expresiones generalizadas de  $v_r$  y  $v_t$ . Pero para ello se utiliza la línea de emisión de  $21\text{cm}$  del hidrógeno neutro (HI), ésta es capaz de penetrar la galaxia entera, y si se conoce la distancia desde la fuente a Sol y midiendo el efecto Doppler en la longitud de onda de la radiación podemos obtener la velocidad de rotación diferencial galáctica y si consideramos la línea de visión entre la nube y el Sol  $r = R_o \cos l$ . Desafortunadamente la técnica falla para longitudes galácticas  $90^\circ < l < 270^\circ$  porque no hay una única órbita por la cual la máxima velocidad pueda ser observada, pero después han surgido métodos con los cuales la curva de rotación de la galaxia puede ser obtenida en su totalidad.

### 2.1.3. Dinámica de Galaxias

Desde que se comenzó a observar las galaxias se evidencio que estas no evolucionan en aislamiento, y caso contrario pertenecen a grupos donde es claro que en las regiones de alta densidad las galaxias tienden a ser de tipo temprano (elípticas), además cuando se observan galaxias espirales muy cercanas y por lo tanto interactuantes gravitacionalmente entre si, es notorio que sus discos son perturbados y hay un aumento en la producción de estrellas junto con una mayor riqueza gaseosa en el medio intergaláctico al parecer debido a la expulsión de gas en las colisiones y explosiones de supernovas, que dan indicios de la influencia que tiene la interacción entre las galaxias en la evolución y morfología de las mismas.

### Equilibrio de Sistemas No Colisionales

Vale recordar que una galaxia es un sistema autogravitante y que en condiciones de aislamiento se asume estable y compuesto principalmente por materia oscura, estrellas y gas, que como veremos más adelante este último es de una naturaleza dinámica muy diferente a los otros dos. En esta parte nos ocuparemos de la manera con la que se estudia y simula la dinámica estelar. La dinámica de las estrellas dentro de una galaxia podría ser tratada con aproximaciones estadísticas como se haría con una nube de gas, pero la gran diferencia es la forma en que las partículas constituyentes del sistema interactúan entre ellas. Ya que en una galaxia las estrellas solo interactúan a través de la gravedad y como veremos más adelante las colisiones serán prácticamente nulas entre ellas dentro de la escala de tiempo de vida de una galaxia. Los trataremos como sistemas que son considerados no colisionales y que serán definidos en lo que sigue.

Un sistema no colisional es aquel donde los efectos de las colisiones entre las partículas del sistema son mínimos para la dinámica global, en este caso de las estrellas. La justificación para esto radica en el calculo del llamado **tiempo de relajación**, que no es más que el tiempo requerido para que la velocidad de las estrellas cambie con respecto a la que tendrían si el potencial gravitacional actuara de manera suave producto de una distribución de masa total de estrellas siendo también suavemente distribuida por todo el sistema en vez de estar concentrada en estrellas individuales, este tiempo de relajación esta definido como

$$t_{relax} \equiv n_{relax} \times t_{cross}, \quad (2.22)$$

donde si  $N$  es el numero de partículas  $n_{relax} = \frac{N}{8 \ln N}$  es el numero de cruces por el sistema para que una estrella cambie su velocidad a dos veces su valor inicial, y el **tiempo de cruce** es el tiempo medio requerido para atravesar el sistema y esta dado por

$$t_{cross} = \frac{R}{v} \quad (2.23)$$

donde  $v$  es la velocidad media de las estrellas y  $R$  es el radio medio de la galaxia.

Para una galaxia típica los valores de  $N$  y  $t_{cross}$  son respectivamente  $10^{11}$  partículas y  $10^8$  yr; por tanto,  $t_{relax} \sim 10^{16}$  yr, pero las galaxias tan solo han vivido unos cientos de veces su tiempo de cruce lo que muestra que la dinámica de las estrellas no depende de la interacción partícula-partícula sino de un potencial suave generado por toda la masa de la galaxia como si estuviera uniformemente distribuida.

Como ya se estableció las estrellas en una galaxia son un sistema que se mueve bajo la influencia de un potencial suave  $\Phi(\vec{x}, t)$ , entonces el estado del sistema esta completamente descrito por una función que contenga en el espacio de fase la información del número de partículas con posiciones y velocidades en el diferencial de volumen  $d^3\vec{x}d^3\vec{v}$  y centrado en  $(\vec{x}, \vec{v})$ . La función  $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$  es conocida como la función de distribución (DF) o densidad en el espacio de fase tal que  $f(\vec{x}, \vec{v}, t)d^3\vec{x}d^3\vec{v}$  representa el número de partículas con posiciones en  $d^3\vec{x}$  y velocidades en  $d^3\vec{v}$  centrados en  $(\vec{x}, \vec{v})$ , vale anotar que  $f \geq 0$  en el espacio de fase ya que representa un número de partículas.

En el espacio de fase la DF conserva el flujo de puntos y la masa como si fuese un flujo de un fluido, por lo tanto, si se hace la analogía con la función de continuidad para la densidad de fluidos se tiene

$$\frac{df}{dt} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial f}{\partial x_i} v_i - \sum_{i=1}^3 \frac{\partial f}{\partial v_i} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \frac{\partial f}{\partial t} = 0, \quad (2.24)$$

donde se han utilizado las ecuaciones dinámicas

$$\begin{aligned} \frac{dx_i}{dt} &= v_i, \\ \frac{dv_i}{dt} &= -\frac{d\Phi}{dx_i}, \end{aligned}$$

La ecuación 2.24 es conocida como la ecuación de Boltzmann no colisional (CBE) fundamental para la dinámica estelar porque su solución permite conocer  $f$  en un instante de tiempo y por lo tanto el estado del sistema en el espacio de fase en ese tiempo. En notación vectorial la CBE queda como

$$\nabla f \cdot \vec{v} - \nabla \Phi \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} + \frac{\partial f}{\partial t} = 0, \quad (2.25)$$

### Fricción Dinámica

Supongamos un objeto de masa  $M$  (una galaxia pequeña o un cúmulo globular) con densidad constante  $\rho$  y que se mueve a través de infinitas estrellas, nubes de gas y materia oscura. Se asume que la masa de cada objeto perteneciente a ese mar gravitacional es mucho menor que  $M$ , de tal manera que  $M$  se mueve hacia adelante sin ser desviada. Bajo estas condiciones los objetos más cercanos a  $M$  experimentan una fuerza gravitacional mayor y son atraídos hacia ésta formándose una estela de cuerpos que constituyen una región de mayor densidad sobre la trayectoria de  $M$ , como resultado hay una fuerza gravitacional neta que se opone a su movimiento y la energía cinética de  $M$  se transfiere a sus alrededores reduciendo su velocidad, este fenómeno es conocido como fricción dinámica.

Chandrasekhar (1943) dedujo una expresión aproximada para la fricción dinámica, donde se considera al cuerpo  $M$  una masa puntual concentrada en su centro de masa

$$\frac{d\vec{v}_M}{dt} = -16\pi^2 \ln \Lambda G^2 m (M + m) \frac{\int_0^{v_m} f(v_m) v_m^2 dv_m}{v_M^2} \vec{v}_M, \quad (2.26)$$

en esta relación  $m$  es la masa promedio del mar de cuerpos,  $v_m$  la velocidad de cada uno de estos cuerpos,  $\vec{v}_M$  es velocidad de  $M$ ,  $b$  es el parámetro de impacto de cada encuentro con su máximo en  $b_{max}$ ,  $G$  es la constante gravitacional,  $\Lambda \equiv \frac{b_{max} V_0^2}{G(M+m)}$  es el logaritmo de Coulomb y  $f(v_m)$  es la función de distribución de velocidades. Si el cuerpo de masa  $M$  tiene un radio exterior  $r_h$  el parámetro de impacto se modifica en

$$b_h = r_h \sqrt{1 + \frac{2G(M+m)}{r_h v_{typ}^2}}, \quad (2.27)$$

donde  $v_{typ}$  es la velocidad relativa de  $M$  con el resto de cuerpos en  $t = -\infty$  y el logaritmo de Coulomb  $\Lambda$  se vuelve

$$\Lambda_h = \Lambda \sqrt{\frac{r_h^2}{b_{max}^2} + \frac{2r_h}{\Lambda b_{max}}}, \quad (2.28)$$

Así la formula para  $M$  puntual solo sobre-estima ligeramente el arrastre del cuerpo extendido. Aunque la formula de Chandrasekhar se dedujo para una masa moviéndose en un fondo homogéneo e infinito, también puede utilizarse para calcular el arrastre de un cuerpo pequeño a través de un sistema estelar muy grande, en cuyo caso la formula muestra algunas deficiencias:

- La selección de  $b_{max}$  es bastante arbitraria.
- No se toma en cuenta la atracción entre los cuerpos pertenecientes a la estela en el fondo estelar.
- Se considera que el acercamiento de las estrellas al camino de  $M$  se hace en una orbitas Keplerianas hiperbólicas, pero pueden ser mucho más complejas.

Éstas deficiencias se vuelven muy notorias cuando  $M$  es muy grande comparada con la masa total almacenada en el interior de su orbita; de hecho, simulaciones han mostrado que la formula de Chandrasekhar funciona bastante bien cuando  $M$  no excede el 20 por ciento de la masa del sistema grande, y  $M$  no esta confinado en el núcleo central o más allá del limite externo del mismo.

## 2.2. El Medio Interestelar

El medio interestelar (**ISM**) es aquella componente galáctica de gas, polvo y radiación que se encuentra llenando el espacio entre las estrellas. Para estudiar el proceso de formación estelar en las galaxias hay que tomar en cuenta la composición y dinámica del ISM, ya que la manera en que éste evoluciona determinará cuando y con que características se forman las estrellas.

### 2.2.1. Composición Química del medio interestelar

#### Granos de Polvo

Todas las observaciones de las nubes de polvo en el ISM muestran que el polvo interestelar esta compuesto de grafito y silicatos con tamaños que van desde fracciones de nanómetros hasta varios micrones. Para dar una idea de como se concluye esto, hay que entender que los granos de polvo dispersan la luz con la que se encuentran, lo que disminuye la magnitud aparente de los objetos desde donde se emite esa luz en una cantidad  $A_\lambda$  (**extinción interestelar**) en la dirección de la linea de visión para una longitud de onda  $\lambda$ , con lo cual la relación de Pogsson para estos objetos se modifica y queda

$$m_\lambda = M_\lambda + 5 \log_{10} d - 5 + A_\lambda, \quad (2.29)$$

donde  $d$  es la distancia en parsecs del cuerpo emisor.

La extinción estelar provoca que objetos con determinado brillo se vean más opacos, no se puedan observar a ojo desnudo o haya un corrimiento de la longitud de onda de la luz hacia longitudes más largas; El efecto de dispersión de la luz en estos granos provoca un enrojecimiento de la luz debido a que con el tamaño típico del polvo la longitud de onda menos absorbida sería el infrarrojo cercano; por otro lado, bajo un proceso conocido como dispersión Mie una nube puede dispersar la luz de tal manera que aparezca otra nube reflejada y azulada como ocurre por ejemplo en las Pleiades.



**Figura 2.13:** Imagen de las Pleiades, nótese la tonalidad azul en la imagen debido a la extinción estelar. <http://www.primordial-light.com/deepsky1.html>

Cálculos de excesos de color con la extinción estelar con dos longitudes de onda diferentes muestran que la principal componente de los granos de polvo es el grafito, también se observan líneas de emisión infrarroja que son características de hidrocarburos armónicos policíclicos (PAHs), y líneas de absorción cerca al infrarrojo que son características de moléculas de silicatos  $Si - O$  y  $Si - O - Si$  (detectados en meteoritos). Una última característica general del polvo es que la luz dispersada por éste se encuentra levemente polarizada, lo cual indica que los granos no son perfectamente esféricos.

### Hidrógeno

El hidrógeno constituye 70 % de la materia que compone la masa del ISM y se encuentra en las formas de hidrógeno neutro ( $HI$ ), hidrógeno ionizado ( $HII$ ) e hidrógeno molecular ( $H_2$ ), el helio responde por casi todo el resto y metales como carbón y silicatos se encuentran en un porcentaje muy bajo.

En nubes de hidrógeno neutro difusas los átomos de  $HI$  se encuentran en el estado base, y para ser excitados se requiere de luz ultravioleta que los vuelve muy difícil de detectar ya que solo emitirán luz al desexcitarse siempre y cuando haya una fuente  $UV$  lo suficientemente cerca. Afortunadamente, los átomos de hidrógeno en su estado base emiten un fotón en radio con una longitud de onda de  $21,1\text{cm}$  por una interacción hiperfina que produce un exceso de energía cuando los espines del protón y el electrón se encuentran en la misma dirección comparada con la que tendrían cuando los espines están en direcciones opuestas. La emisión de la llamada **línea de 21-cm** es muy rara ya que una vez se encuentre en el estado excitado se requieren millones de años para que se emita el fotón, aunque los átomos de hidrógeno se excitan y se desexcitan por colisiones en su vecindario todavía hay átomos capaces de emitir la línea de 21-cm gracias a las densidades tan bajas en ciertas regiones.

Por otro lado, el hidrógeno molecular es muy difícil de observar directamente ya que esta molécula no emite radiación de manera espontánea en el visible o en radio a temperaturas típicas del ISM, pero a  $T > 2000K$  es posible detectar bandas rovibracionales de la molécula. Para detectar el  $H_2$  se utilizan trazadores, que no son más que otras moléculas más fácil de observar y con las cuales se compara su abundancia con la que debería tener el  $H_2$ , los trazadores más comunes son moléculas como  $CO$ ,  $CH$ ,  $OH$ ,  $CS$ ,  $C_3H_2$ ,  $HCO^+$ ,  $N_2H^+$ , y también se utilizan isotopómeros de las moléculas  $^{13}CO$  y  $C^{18}O$  para estudios más detallados de la nubes moleculares. Los trazadores emiten fotones cuando colisionan, entonces su detección dependerá de la temperatura y densidad numérica de especies del gas de la nube, por lo tanto entre otras propiedades los trazadores dan una medida de las ratas de colisión atómicas y moleculares además del ambiente dentro de la nube.

### Clasificación de Nubes

las observaciones han mostrado que en el interior de las nubes puede haber una gran variedad de condiciones, pero aun se utiliza un sistema de clasificación basado en las condiciones más generales de las mismas.

- **Nubes difusas de HI** que no tienen una forma definida con temperaturas de 30 a 80 K, densidades numéricas de  $1 \times 10^8 m^{-3}$  a  $8 \times 10^8 m^{-3}$  y masas del orden de  $1 - 100 M_\odot$ .
- **Nubes moleculares difusas o traslúcidas** son aquellas nubes compuestas básicamente por hidrógeno atómico y su extinción estelar esta entre  $1 < A_v < 5$  con temperaturas de 15 a 50 K,  $n \sim 5 \times 10^8 m^{-3}$  a  $5 \times 10^9 m^{-3}$ ,  $M \sim 3 - 100 M_\odot$ , con una extensión de parsecs éstas comparten una forma irregular junto con las difusas de HI.
- **Nubes moleculares gigantes** (GMCs) enormes estructuras de gas y polvo con temperaturas típicas de  $T \sim 15K$ ,  $n \sim 1 \times 10^8$  a  $3 \times 10^8 m^{-3}$ ,  $M \sim 10^5 M_\odot$  en ocasiones de  $10^6 M_\odot$  y con 50pc de tamaño.
- **Nubes complejas oscuras** tienen  $A_v \sim 5$ ,  $T \sim 10K$ ,  $n \sim 5 \times 10^8 m^{-3}$ ,  $M \sim 10^4 M_\odot$ , y diámetros de 10pc.
- **Aglomerados** son pequeños e individuales con  $A_v \sim 10$ ,  $T \sim 10K$  en adelante,  $n \sim \times 10^9 m^{-3}$ ,  $30 M_\odot$ , y diámetros de un par 10pc.
- **Núcleos densos** se encuentran es escalas más pequeñas con  $A_v > 10$ ,  $T \sim 10K$ ,  $n \sim \times 10^{10} m^{-3}$ ,  $10 M_\odot$ , y con 0,1pc de diámetro.
- **Núcleos calientes** se han observado en las GMCs con tamaños de 0,05 a 0,1pc, donde  $A_v \sim 50$  a 1000,  $T \sim 100$  a 300K,  $n \sim 10^{13}$  a  $10^{15} m^{-3}$ , y  $M \sim 10$  a  $3000 M_\odot$ , se han detectado estrellas de tipo O y B en el interior de estos núcleos donde es evidente que éstas son regiones de formación estelar recientes.

- **Glóbulos de Bok** son nubes casi esféricas localizadas afuera de los complejos moleculares más grandes con pequeños tamaños de menos de  $1pc$ ,  $A_V \sim 10$ ,  $T \sim 10$ ,  $n > 10^{10}m^{-3}$ , y  $M \sim 1$  a  $1000M_{\odot}$ , observaciones en infrarrojo muestran que en sus centros se encuentran estrellas jóvenes de baja luminosidad lo que significa que también son regiones de formación estelar.

### 2.2.2. Evolución y Dinámica del Medio Interestelar

Lo primero que se ha notado en las observaciones es que la abundancia de  $H_2$  es mucho mayor a la que se espera si solo se considera que las moléculas de hidrógeno se forman por colisiones de átomos de hidrógeno. Hay dos razones con las cuales podemos explicar esta sobrepoblación; la primera es que la superficie de los granos de polvo sirve como lugar de encuentro de los átomos de hidrógeno aumentando la probabilidad de colisión y posterior formación de  $H_2$ . La otra es que la molécula de hidrógeno necesita liberar energía para quedar estable, entonces calienta los granos de polvo para liberarla mientras ella sale expulsada al ISM.

Después de que los diferentes tipos de nubes se han formado éstas pueden aumentar su temperatura cuando estrellas muy masivas expulsan a través de explosiones material de sus cortezas exteriores no muy ligadas gravitacionalmente (llamadas estelares) y explosiones de supernova producen **rayos cósmicos**<sup>3</sup> que chocan con los átomos de hidrógeno y los ionizan, en un choque de estos sale expulsado un electrón con parte de la energía cinética original del protón, éste electrón puede colisionar con una molécula de hidrógeno que también gana energía y colisiona con otras moléculas, todo este proceso aumenta la energía cinética térmica promedio de las nubes. EL polvo por su parte es perturbado cuando luz ultravioleta producida por electrones expulsados desde estrellas interactúa con su estructura cristalina y ésta expulsa fotoeléctricamente electrones que también van a calentar el ISM, procesos de ionización de  $HI$  por rayos X estelares, ondas de choque por explosiones de supernova y en menor medida por fuertes vientos estelares.

Cuando la temperatura de la nube ha aumentado, sus diferentes componentes (átomos, moléculas, iones y polvo) colisionan, entonces cualquiera de ellas queda excitada y cuando retorna a su estado base libera la energía cinética de la colisión expulsando un fotón, que como se había mencionado antes, chocará con su obstáculo más grande que son los granos de polvo y los únicos que logran escapar son los fotones de longitudes de onda en el **IR**; en consecuencia, la pérdida de energía a través de estos fotones infrarrojos enfría la nube y balancea la dinámica interna.

Ya hemos notado el papel tan importante de los granos de polvo en la evolución química del ISM, pero los procesos en que estos granos se forman en las cantidades observadas son aún un problema abierto en astrofísica, estos se forman en estrellas frías y en regiones muy densas en las nubes moleculares y se cree que también en procesos de coagulación dentro de las mismas, y pueden ser fácilmente destruidos por rayos X y UV.

---

<sup>3</sup>Partículas cargadas en su mayoría protones con energías entre  $10$  y  $10^{14}MeV$ , aunque es más común detectarlos entre  $10^3$  a  $10^8MeV$

## 2.3. Formación Estelar

### 2.3.1. Colapso de Nubes y Formación de Estrellas Individuales

#### Criterio para el Colapso de una Nube

Una vez la nube ya esta formada se pueden formar las así llamadas **protoestrellas** u objetos pre-combustión-nuclear que son la etapa más temprana de la vida de una estrella y que se forman como una de las consecuencias del rompimiento del equilibrio virial de la nube; es decir, cuando dos veces la energía cinética ( $2K$ ) dentro de la nube excede el valor absoluto de la energía potencial ( $|U|$ ) la nube se expande; caso contrario, cuando la energía potencial exceda a la cinética la nube colapsa y se forma la protoestrella.

El equilibrio virial (teorema del virial) se escribe

$$2K + |U| = 0, \quad (2.30)$$

Entonces la condición de colapso es

$$2K < |U|, \quad (2.31)$$

Ahora, si consideramos una nube esférica con una densidad constante y el teorema de equipartición de la energía, los estimativos para la energía potencial y cinética respectivamente son

$$U \sim -\frac{3}{5} \frac{GM_c^2}{R_c},$$

$$K = \frac{3}{2} NkT, \quad (2.32)$$

donde  $M_c$  y  $R_c$  son la masa y el radio de la nube,  $N = \frac{M_c}{\mu m_H}$  número de partículas con  $\mu$  y  $m_H$  siendo el peso molecular medio y la masa del hidrógeno respectivamente, luego

$$\frac{3M_c kT}{\mu m_H} < \frac{3}{5} \frac{GM_c^2}{R_c}, \quad (2.33)$$

si se considera la densidad inicial constante a través de la nube  $R_c = \left(\frac{3M_c}{4\pi\rho_0}\right)^{1/3}$ , lo que deja la siguiente condición sobre la masa de la nube para que ésta colapse

$$M_J \simeq \left(\frac{5kT}{G\mu m_H}\right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0}\right)^{1/2}, \quad (2.34)$$

$$M_c > M_J, \quad (2.35)$$

la anterior desigualdad es conocida como el **criterio de Jeans** y establece la masa mínima de una nube para que tenga un colapso espontáneo. Es de anotar que la deducción de jeans supone que la nube carece de rotación, turbulencias y campos magnéticos; además, si se

toma en cuenta la presión que el medio interestelar circundante ejerce sobre la nube se deduce el criterio de (**Bonnor-Ebert**) y la masa crítica para que haya colapso queda

$$M_{BE} = \frac{c_{BE} v_T^4}{P_o^{1/2} G^{3/2}}, \quad (2.36)$$

Donde  $v_T = \sqrt{kT/\mu m_H}$  es la velocidad del sonido isotérmica y la constante adimensional  $c_{BE} \simeq 1,18$ .

### Colapso Homologo

Si una nube cumple la condición de Jeans y si suponemos que los gradientes de presión son lo suficientemente pequeños como para no afectar el movimiento, la nube tendrá un movimiento de caída libre y si además la temperatura permanece constante durante la caída; es decir, la nube es poco opaca y alcanza a liberar la energía potencial gravitacional radiando luz hacia afuera (*colapso isotérmico*), entonces la ecuación hidrodinámica del colapso es

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{GM_r}{r^2}, \quad (2.37)$$

$M_r$  es la masa dentro del radio  $r$  y permanece constante durante toda la caída y en el instante cero del movimiento esta dada por  $M_r = \frac{4\pi r_0^3 \rho_0}{3}$ . Ahora, multiplicando por  $\frac{dr}{dt}$  a ambos lados y con la condición de que  $\frac{dr}{dt} = 0$  cuando  $r = r_0$ , integramos una vez y la velocidad de caída de la nube es

$$\frac{dr}{dt} = - \left[ \frac{8\pi}{3} G \rho_0 r_0^2 \left( \frac{r_0}{r} - 1 \right) \right]^{1/2}, \quad (2.38)$$

Siendo negativa por ser un colapso. Siguiendo, para obtener la posición en el tiempo de la superficie de la nube integramos de nuevo, pero haciendo las sustituciones  $\theta = \frac{r}{r_0}$ ,  $\chi = \left(\frac{8\pi}{3} G \rho_0\right)^{1/2}$ , luego  $\theta = \cos^2 \xi$  y con la condición de que en  $t = 0$  el radio vale  $r_0$ , entonces se obtiene la ecuación

$$\xi + \frac{1}{2} \sin^2 \xi = \chi t, \quad (2.39)$$

de donde se puede calcular la **escala de tiempo de caída libre** ( $t_{ff}$ ) de la nube, cuando  $r \sim 0$   $t = t_{ff}$

$$t_{ff} = \left( \frac{3\pi}{32} \frac{1}{G \rho_0} \right)^{1/2}, \quad (2.40)$$

como  $t_{ff}$  no depende del radio, todas las partes de la superficie de la nube caen en el mismo tiempo y la densidad aumenta a una rata uniforme y a este comportamiento es el que se conoce como **colapso homologo**. Caso contrario, si la densidad de la nube es

mayor en su centro que en el exterior y el tiempo de caída va a ser menor a menores radios y el colapso es llamado **colapso de adentro hacia afuera**.

### Fragmentación de nubes

Se ha observado que las nubes no colapsan enteras y crean una estrella supermasiva, sino que se fragmentan y forman desde sistemas binarios hasta agrupaciones de estrellas, la causa de esto es que la densidad dentro de una nube no es uniforme y en aquellas regiones donde se cumple el criterio de Jeans hay colapso, pero no se observa que se produzcan tantas estrellas en las nubes como se esperaría en un proceso de fragmentación como este. Para entender un poco este comportamiento hay que tomar el otro punto extremo de la dinámica de un colapso, cuando las estrellas tienen temperaturas muy altas que no están acordes con colapsos isotérmicos, se cree que hay **colapsos adiabáticos** que frenan la producción de estrellas, en los procesos de fragmentación en los que la temperatura aumenta porque la nube es ópticamente gruesa y la luz no escapa del todo debido a las tantas absorciones y re-emisiones con los componentes de la nube.

Se pueden hacer estimativos de la masa de Jeans de un fragmento para que este colapse adiabáticamente

$$M_{J_{min}} = 0,03 \left( \frac{T^{1/4}}{e^{1/2} \mu^{9/4}} \right) M_{\odot}, \quad (2.41)$$

donde  $e$  es un factor de eficiencia que indica cuanto se ha alejado del equilibrio termodinámico, también se puede concluir que la fragmentación termina cuando se llega a rangos de objetos de masa solares. Se espera que en realidad el proceso de colapso de una nube sea un punto intermedio entre uno isotérmico y un adiabático.

Es obligatorio notar que todo lo mostrado hasta el momento es un caso idealizado de colapsos donde no se han tomado en cuenta efectos de velocidades diferentes de los mantos exteriores de la nube, evaporación de granos de polvo, momento angular, disociación de moléculas, ionización de átomos, campos magnéticos, etc. y que pone a la formación de protoestrellas en la categoría de fenómenos galácticos que permanecen como problemas abiertos.

### 2.3.2. Formación Estelar en Galaxias

Cuando se intenta dar una descripción del proceso de formación y evolución de galaxias es necesario considerar el fenómeno de la formación estelar en masa que allí ocurre, ya no mas considerando procesos como el de colapsos individuales de nubes sino como una descripción global del proceso a lo largo de la total extensión de la galaxia. Para esto se hace necesario definir conceptos que serán tratados a continuación y son de gran importancia en este trabajo.

Una cantidad de vital importancia en esta descripción es la **rata de nacimiento estelar**  $B(M, t)$  que es definida como el número de estrellas por unidad de volumen (o área en

caso de discos) con masas entre  $M$  y  $M + dM$  que son formadas en el ISM en un intervalo de tiempo entre  $t$  y  $t + dt$ , ésta se expresa en función de la **rata de formación estelar SFR**  $\psi(t)$  que es la rata por unidad de volumen (o área) en la cual la masa del ISM esta siendo convertida en estrellas, y la **función inicial de masa**  $\xi(M)$  con  $M$  siendo la masa estelar es el número relativo de estrellas que se formaron en cada intervalo de masa. Un estimativo de la rata de nacimiento estelar para la Vía Láctea es de 2 o 3 estrellas por año. Definidos estos se puede expresar la rata de nacimiento estelar como

$$B(M, t)dMdt = \psi(t)\xi(M)dMdt, \quad (2.42)$$

Para entender como la SFR afecta la evolución química del ISM y por lo tanto a la galaxia completa varios investigadores han hecho suposiciones acerca de su comportamiento: que es independiente del tiempo, decaimiento exponencial en el tiempo o que es proporcional a una potencia de la densidad superficial de masa en galaxias de disco, lo cierto es que simulaciones han mostrado que es dependiente del tiempo y del espacio con decaimientos suaves a medida que se va consumiendo el gas del ISM excepto en situaciones como *starburst* donde tiene cambios muy bruscos. La función inicial de masa por su parte es ajustada como una ley de potencias de la forma

$$\xi(M) = \frac{dN}{dM} = CM^{-(1-x)}, \quad (2.43)$$

donde  $C$  es una constante de normalización y  $x$  se ajusta dependiendo el rango de masas. Para el vecindario solar se ha utilizado  $x = 1,35$ , para masas entre 7 y  $35M_{\odot}$  es más apropiado 1.8, y para estrellas tan masivas como  $40M_{\odot}$   $x = 4$  es utilizado de tal manera que la producción de estrellas masivas caiga muy rápido. Hoy en día todavía no es bien conocido el comportamiento de la IMF como su variación espacial, el valor más apropiado de  $x$  para estrellas de baja masa, y su determinación observacional apropiada debido a la independencia que debe tener con la función de masa actual y la SFR.

## 2.4. Técnicas Computacionales para Modelar el Gas

Como los fluidos son un continuo de materia no se pueden representar fielmente en una simulación porque los computadores solo pueden representar cantidades discretas. Entonces se vuelve necesario desarrollar técnicas que sirvan para aproximar la dinámica del fluido basadas en cantidades discretas y que puedan incluir en la medida de las posibilidades los efectos físicos involucrados en un problema hidrodinámico en particular. El estudio del gas en una galaxia no es ajeno a esta realidad y en lo que sigue se describirán dos técnicas de las más populares utilizadas para aproximar su dinámica dentro de simulaciones de grandes estructuras y galaxias.

### 2.4.1. Smoothed Particles Hydrodynamics (SPH)

El supuesto fundamental del método de SPH radica en que toda función puede ser expresada en términos de sus valores en un conjunto de puntos discreto, en la mayoría de los

casos partículas trazadoras de un fluido. El método utiliza un marco de referencia Lagrangiano donde no hay un observador universal del sistema sino que en cada instante de tiempo el observador se ubica en la  $i$ -ésima partícula del fluido y allí se resuelven sus ecuaciones de movimiento en función de su interacción con sus primeros  $N$  vecinos (Mognaghan 1992). Así el valor esperado de cualquier función se puede dar de la siguiente manera:

$$\langle f(\vec{r}) \rangle = \int f(\vec{r}') W(\vec{r} - \vec{r}', h) d^3 r', \quad (2.44)$$

donde  $h$  es la longitud de suavizado y en una primera aproximación es la distancia al primer vecino más lejano, y  $W$  es el kernel interpolante siendo más común que se tome como una función exponencial Gaussiana o una polinomial desde que éstas cumplan con tres propiedades fundamentales

$$\int W(\vec{r} - \vec{r}', h) d^3 r' = 1, \quad (2.45)$$

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\vec{r} - \vec{r}', h) = \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (2.46)$$

$$\nabla_{\vec{r}'} \cdot W(\vec{r} - \vec{r}', h) = - \nabla_{\vec{r}} \cdot W(\vec{r} - \vec{r}', h), \quad (2.47)$$

la expresión para  $\langle f(\vec{r}) \rangle$  es llamada la integral interpolante de la función y en su forma discreta queda

$$f(\vec{r}) = \sum_{j=0}^N m_j \frac{f_j}{\rho_j} W(\vec{r} - \vec{r}_j, h), \quad (2.48)$$

con esta expresión y 2.47 se calcula el gradiente y la divergencia de cualquier función

$$\nabla f(\vec{r}) = \sum_{j=0}^N m_j \frac{f_j}{\rho_j} \nabla W(\vec{r} - \vec{r}_j, h), \quad (2.49)$$

$$\nabla \cdot \vec{f}(\vec{r}) = \sum_{j=0}^N m_j \frac{f_j}{\rho_j} \cdot \nabla W(\vec{r} - \vec{r}_j, h), \quad (2.50)$$

Para aplicar el método a un fluido específico basta con utilizar la forma discreta de la función interpolante y expresar las ecuaciones dinámicas de manera discreta pero siempre teniendo en cuenta que se requiere de una ecuación de estado para completar el sistema de ecuaciones y solucionar el problema hidrodinámico. El ejemplo más sencillo pero si el más ilustrativo que se puede dar es el de una nube de gas autogravitante con una ecuación de estado para un gas ideal con  $\gamma = 5/3$ , entonces es fácil demostrar utilizando las propiedades ya expuestas que en el formalismo de SPH la hidrodinámica del sistema se describe como

$$\rho_i = \sum_{j=0}^N m_j W_{ij}, \quad (2.51)$$

$$\frac{dv_i}{dt} = - \sum_{j=0}^N m_j \left( \frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right) \left( \frac{1}{2} \nabla_i W(r_{ij}, h_i) + \frac{1}{2} \nabla_i W(r_{ij}, h_j) \right), \quad (2.52)$$

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=0}^N m_j \left( \frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right) \left( \frac{1}{2} \nabla_i W(r_{ij}, h_i) + \frac{1}{2} \nabla_i W(r_{ij}, h_j) \right), \quad (2.53)$$

Física adicional en el fluido tratado con SPH como viscosidad, efectos magnéticos, energías u fuerzas adicionales, etc. son agregados simplemente convirtiendo las ecuaciones normales de la hidrodinámica (incluyendo la física adicional) de la misma manera como se hizo en el ejemplo anterior.

### 2.4.2. *Adaptative Mess Refinement (AMR)*

AMR es un método que se utiliza para simulaciones de N-cuerpos e hidrodinámica a través de un grid con resolución variable dependiendo la densidad local espacial. La construcción del grid comienza encerrando todas las partículas del sistema en una malla con celdas iguales en todas las regiones, si en una celda cualquiera de los valores de densidad, la longitud de Jeans local, el gradiente de densidad local, la presión local y el gradiente de energía excede un umbral establecido para cada cantidad, la celda es dividida de tal manera que la resolución en dicha celda se aumenta en un factor también establecido previamente. Así, la malla es refinada en aquellas regiones donde se requiere de una mayor resolución para solucionar por ejemplo para un fluido las ecuaciones hidrodinámicas correspondientes a la porción de fluido encerrada en dicha celda. Obviamente hay que definir el nivel más alto de refinamiento de las celdas de tal manera que el método sea viable computacionalmente con la mayor precisión posible en los cálculos físicos del problema, éstos últimos se hacen resolviendo las **ecuaciones de Euler con condiciones iniciales** dadas para un fluido con unas características específicas y donde se van incluyendo efectos como viscosidad, gradientes de temperatura, aceleraciones, etc, con las aproximaciones comúnmente realizadas para resolver este tipo de sistemas de ecuaciones. Uno de los sistemas de ecuaciones de Euler más sencillo es el que se describe a continuación para un fluido adiabático,

$$U_t + F(U)_x + G(U)_y + H(U)_z = 0, \quad (2.54)$$

acá los subíndices denotan derivadas respecto a  $t, x, y$  y  $z$  donde

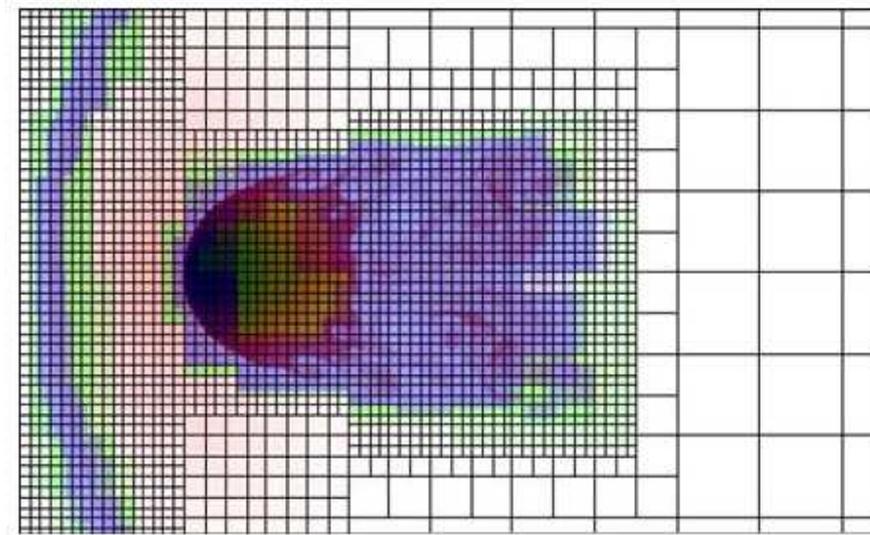
$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ E \end{bmatrix},$$

$$F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ u(E + p) \end{bmatrix},$$

$$G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ v(E + p) \end{bmatrix},$$

$$H = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ w(E + p) \end{bmatrix},$$

con  $\rho$ ,  $p$  y  $E$  densidad, presión y energía respectivamente;  $u$ ,  $v$  y  $w$  son las tres componentes de la velocidad del fluido. En la figura 4.4 se muestra un esquema de una malla refinada con AMR.



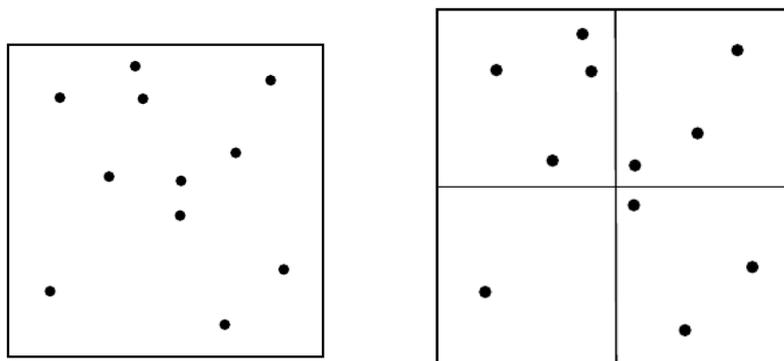
**Figura 2.14:** Ejemplo de una malla refinada para un supercluster de masa bariónica. Hydrodynamical adaptive mesh refinement simulations of turbulent flows - I. Substructure a wind, por L. Iapichino, J. Adamek, W. Schmidt and J. C. Niemeyer. arXiv:0801.4695v2, 2008

### 2.4.3. TreeCodes

Para hacer simulaciones de galaxias aisladas, interactuantes o de grandes porciones de universo es necesario resolver las ecuaciones de movimiento de las partículas en cada ins-

tante de tiempo, pero el poder computacional actual no es el suficiente como para tener en cuenta un número muy grande de partículas sobre todo si se consideran interacciones a distancia como la gravitacional. Hoy en día el método más utilizado para evitar este inconveniente y utilizar al máximo el alcance de los computadores actuales es el **Tree Method** (Pfalzner & Gibbon 1996), donde el cálculo de fuerzas no se hace partícula-partícula para una  $i$ -ésima partícula cualquiera, el método permite definir pseudo partículas con grupos de partículas que no interactúan fuertemente con la partícula de interés, permitiendo que se pueda aproximar el efecto causado por el sistema completo de partículas ( $N$ ). La forma de considerar partículas o pseudo partículas es como sigue:

Se hará una descripción del procedimiento de construcción del árbol en tres dimensiones pero las gráficas corresponden al mismo procedimiento en dos dimensiones. Se construye una caja cúbica de tal manera que contenga todas las partículas del sistema (**nodo raíz**), ahora se hace la pregunta ¿hay una partícula en esta celda?, si la respuesta es **sí**, entonces no tenemos  $N$ . cuerpos y la construcción para, si la respuesta es **no**, entonces la celda (nodo) es dividida en 8 cubos iguales, figura 2.15.

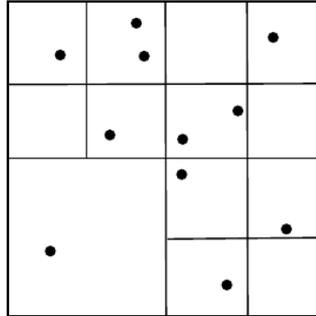


**Figura 2.15:** Izquierda: Nodo raíz del árbol. Derecha: primera subdivisión del árbol.

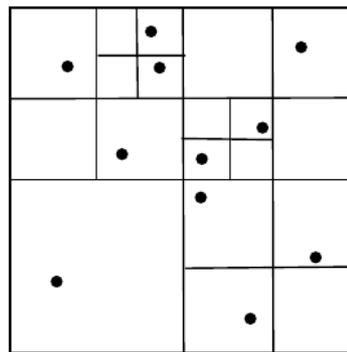
Si la respuesta anterior es un **no**, entonces se hace la misma pregunta a cada uno de los ocho nodos nuevos, aquellos donde la respuesta es **sí** son llamados **nodos hojas** y no son subdivididos; aquellos donde la respuesta es **no** son llamados **nodos ramas** y es subdividido en ocho cubos iguales de nuevo, figura 2.16.

Cada nodo contiene la información de su nodo padre (de donde salió) y de sus nodos hijos (en lo que fue dividido) además de la masa total dentro del mismo, centro de masa, número de partículas contenidas en él, etc.. La subdivisión en celdas con más de una partícula se hará hasta que cada nodo se vuelva un nodo hoja o lo que es lo mismo que contenga una sola partícula, figura 2.17.

Ahora, si queremos calcular la fuerza gravitacional sobre una partícula cualquiera entonces partimos calculando desde el nodo raíz en adelante, y en cada nodo se evalúa el siguiente criterio (criterio de Barnes-Hut BH)(no es el único ni el más apropiado pero es



**Figura 2.16:** Subdivisión del árbol aún sin terminar.

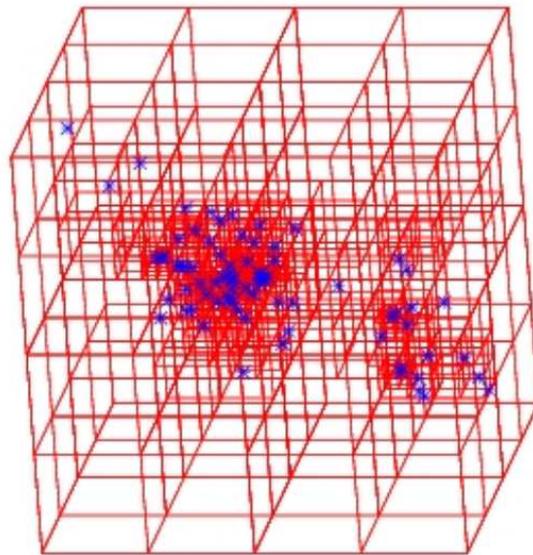


**Figura 2.17:** Árbol terminado.

lo suficientemente ilustrativo para lo que se quiere mostrar acá)

$$\frac{s}{d} \leq \theta, \quad (2.55)$$

donde  $s$  es el tamaño del nodo,  $d$  es la distancia desde otra partícula o pseudo partícula y  $\theta$  es el criterio de precisión del método y oscila entre 0 y 1, si es muy cercano a 0 es muy preciso y la mayoría de los cálculos se harán partícula-partícula, en cambio si es casi 1 el método tomara pseudo partículas en la mayoría de los nodos y ya se arriesga a hacer cálculos de la fuerza poco confiables. Las pseudo partículas consisten en una concentración de la masa de todas las partículas de un nodo en el centro de masa del mismo y hacer el calculo de la fuerza con respecto a ésta a través de una expansión multipolar del potencial gravitacional y por lo general considerado hasta el término cuadrupolar. Entonces si el criterio se cumple la estructura interna del nodo y la fuerza se calcula con la pseudo partícula correspondiente, obviamente caso contrario el calculo se hará con cada partícula dentro del nodo. en la figura 2.18 se muestra un árbol ya construido en tres dimensiones.



**Figura 2.18:** Árbol construido para un sistema de partículas en tres dimensiones.

## Formación Estelar en Galaxias Esféricas Aisladas

Como ya vimos antes, una galaxia esta compuesta básicamente de materia oscura, estrellas, gas y polvo, entonces para construir una simulación que sirva como “laboratorio” para las predicciones teóricas de la Astrofísica a gran escala es necesario tomar en cuenta que el gas y el polvo son componentes colisionales y que por tanto involucran procesos físicos que no pueden ser estudiados con simples modelos de N-cuerpos como ocurre con la materia oscura o estrellas. Adicionalmente, para poder simular en detalle la física involucrada en los diferentes tipos de nubes interestelares se requiere de una resolución extremadamente buena, lo cual necesita de un poder computacional igual de grande. Entonces, la forma en que se modela la componente bariónica es aproximada y se hace modificando las ecuaciones hidrodinámicas del sistema para que contengan las interacciones adicionales para el gas. En lo que sigue se hará una descripción de uno de los modelos utilizados actualmente para simular la componente bariónica de la manera más fiel con las observaciones.

### 3.1. El Modelo Físico de Galaxias

En este modelo (Springel & Hernquist 2003) las partículas de gas representadas como partículas de SPH poseen tres facetas simultáneas a ser: gas frío, gas caliente y masa de gas perdida en formación estelar; éste tipo de partícula puede cambiar a cualquiera de las facetas dependiendo de los procesos de interacción con el medio interestelar que modifican la temperatura y la densidad del gas.

Una manera de presentar el modelo es hablando de la manera en que el gas puede cambiar de fase. Supongamos que en principio éste esta en forma de gas frío rodeado por gas más caliente y la nube colapsa para formar estrellas, en este punto dicha nube a alcanzado una temperatura y densidad límites debido a inestabilidades térmicas cuyo resultado es que la nube radie energía hacia afuera de su interior bajando su temperatura y aumentando su densidad hasta que llega a un punto de inestabilidad de Jeans y ésta colapsa. Después de que la nube colapsa se crean estrellas que tendrán un tiempo de vida medio menor que

la escala temporal de evolución en las simulaciones, entonces en un instante de tiempo computacional colapsan nubes y mueren estrellas, pero aquellas que tenían una masa mayor a  $8M_{\odot}$  se considera que mueren como supernova expulsando energía en dicha explosión que se representa en la implementación como impulsos radiales aplicados a todas las partículas de SPH a su alrededor, lo que calentara el gas dentro de una burbuja centrada en la supernova y se evaporan nubes frías que pasan a ser parte de la componente caliente del gas donde de nuevo tendrá inestabilidades térmicas perdiendo energía interna debido a procesos radiativos y se vuelvan a formar nubes frías que inician el ciclo de nuevo. Este modelo se expresa matemáticamente con las siguientes ecuaciones:

$$\frac{d}{dt}(\rho_c u_c) = -\frac{\rho_c}{t_*} u_c - A\beta \frac{\rho_c}{t_*} u_c - \frac{(1-f)u_c}{u_h - u_c} \Lambda_{net}, \quad (3.1)$$

$$\frac{d}{dt}(\rho_h u_h) = \beta \frac{\rho_c}{t_*} (u_{SN} + u_c) + A\beta \frac{\rho_c}{t_*} u_c - \frac{u_h - f u_c}{u_h - u_c} \Lambda_{net}, \quad (3.2)$$

Las ecuaciones 3.1 y 3.2 son la variación en la energía interna del gas frío y caliente respectivamente, donde los subíndices  $c$  y  $h$  indican propiedades correspondientes a cada uno gas frío y caliente.  $\rho$ ,  $u$  y  $t_*$  son la densidad, energía interna y escala de tiempo de formación estelar en este mismo orden,  $A$  es la eficiencia con la que las nubes de gas son evaporadas,  $\beta$  es la fracción de estrella nuevas que mueren como supernovas,  $u_{SN}$  es la energía interna aportada por supernovas,  $f$  es un parámetro que es cero cuando una nube tiene inestabilidades térmicas y uno en caso contrario, y  $\Lambda_{net}$  es la función de enfriamiento radiativo para un gas interestelar con especies y propiedades correspondientes a  $z \simeq 6$ . Describiendo las dos ecuaciones, el primer termino de la derecha da cuenta por los efectos involucrados con formación estelar y supernovas, el segundo por la evaporación de nubes y el tercero por la inestabilidad térmica.

Hasta este punto el modelo no es suficiente para hacer una descripción que se aproxime completamente a las observaciones, ya que da una sobrepoblación de estrellas en las regiones centrales de las galaxias y una ausencia muy notoria de elementos pesados en el medio intergaláctico cuando se emplea en simulaciones cosmológicas. Para evitar esto el modelo se complementa con la inclusión de vientos galácticos, que se cree son originados por explosiones de supernova en las regiones fronterizas del gas expulsándolo de la galaxia. Si el pozo de potencial de la galaxia es poco profundo como el de una galaxia enana el gas logra escapar y enriquece el medio intergaláctico, caso contrario donde el pozo de potencial es muy profundo el gas regresa y vuelve a formar parte de la “materia prima” para formar estrellas. Los vientos permiten disminuir la cantidad de gas disponible para formar estrellas disminuyendo la población de las mismas y aumenta la población de elementos pesados en el medio intergaláctico. Por esta razón el modelo es conocido como un *modelo híbrido multi-fase de formación estelar autoregulada*.

Claramente la masa perdida por vientos galácticos  $\dot{M}_v$  esta relacionada directamente con la rata de formación estelar  $\dot{M}_*$  porque esta última por definición es la cantidad de gas que se ha convertido en estrellas por unidad de tiempo y de superficie, entonces, la cantidad restante de gas que no formó estrellas es la que queda disponible para ser removida por vientos galácticos, luego esta relación se puede expresar así

$$\dot{M}_v = \eta \dot{M}_*, \quad (3.3)$$

Si la energía liberada por supernovas por unidad de masa solar es  $\epsilon_{SN}$  y la velocidad del viento es  $v_v$ , entonces la fracción de energía liberada por supernovas que se pierde en los vientos galácticos es

$$\frac{1}{2} \dot{M}_v v_v^2 = \chi \epsilon_{SN} \dot{M}_*, \quad (3.4)$$

De esta manera el modelo logra autoregular de una manera más eficiente la formación estelar con lo que consigue reproducir resultados observacionales inclusive en simulaciones cosmológicas.

El Modelo anteriormente descrito implementado en un software llamado **GADGET** y es el que se utilizó para realizar las simulaciones que se presentaran en este trabajo. En GADGET la interacción gravitacional de los diferentes tipos de partículas que componen la galaxia es calculada mediante una expansión multipolar del potencial realizada a través de un treecode construido en intervalos de tiempo definidos antes de la simulación. El gas que se estudia con SPH también utiliza este mismo árbol para encontrar los primeros vecinos y resolver las ecuaciones de movimiento que ya incluyen la física adicional de la receta de formación estelar ya mencionada. GADGET utiliza un archivo de parámetros que controlan tanto propiedades numéricas como físicas de la simulación y en lo que sigue cada que hablemos de una simulación se darán los parámetros con lo que ésta se ha corrido.

### 3.2. Simulaciones de Galaxias Esféricas Aisladas

Esta parte del trabajo pretende determinar como se comporta la rata de formación estelar en galaxias esféricas aisladas y como se alteran los perfiles de densidad de materia oscura aislados cuando aparecen gas y estrellas nuevas en su interior. Las condiciones iniciales para estas simulaciones fueron generadas con el software INITCOND (Muñoz 2005) que genera el instante cero para un sistema esférico con un perfil de densidad de tipo Hernquist

$$\rho(r) = \frac{aM}{2\pi} \frac{1}{r(a+r)^3}, \quad (3.5)$$

donde  $M$  es la masa total,  $a$  es la longitud de escala de la distribución esférica y  $r$  el radio esférico, la distribución de posiciones y velocidades son establecidas con el software INICOND (Muñoz 2005). Se realizó la simulación de 4 galaxias de este tipo donde su única diferencia fue la masa total de materia oscura y gas inicial de tal manera que la masa total de gas inicial era siempre el 20% de la de materia oscura (cuadro 3.1). Cada galaxia corrió con procesos físicos diferentes como esta detallado en el cuadro 3.2 con  $10^5$  partículas iniciales tanto para gas como para materia oscura.

Hablando de la física de las simulaciones se tiene que halo\_D que corrió solo con materia oscura se realizó con la finalidad de tener la evolución temporal de un perfil de densi-

Corrida	Masa Inicial Materia Oscura [ $M_{\odot}$ ]	Resolución en masa de materia oscura [ $M_{\odot}$ ]	Resolución en masa de gas [ $M_{\odot}$ ]
halo1	$10^{10}$	$10^5$	$2 \times 10^4$
halo2	$10^{10,5}$	$10^{5,5}$	$2 \times 10^{4,5}$
halo3	$10^{11}$	$10^6$	$2 \times 10^5$
halo4	$10^{12}$	$10^7$	$2 \times 10^6$

**Cuadro 3.1:** Masas por partícula en el momento de iniciar las simulaciones.

Corridas	Tipo de Partículas	Procesos Físicos
halo4_B	Materia oscura y gas.	Gravitación, hidrodinámica y enfriamiento radiativo
halo1_C, halo2_C, halo3_C, halo4_C	Materia oscura, gas y estrellas nuevas.	Gravitación, hidrodinámica y el modelo de SFR completo.
halo1_D, halo2_D, halo3_D, halo4_D	Materia oscura.	Gravitación.

**Cuadro 3.2:** Procesos físicos involucrados en cada simulación.

dad de materia oscura para observar como cambia éste cuando la galaxia contiene gas y estrellas en su interior, en primer estudio implica la adición de gas al halo de materia oscura que evoluciona con hidrodinámica y puede enfriarse radiativamente, ésta es la simulación halo\_B. El último conjunto de simulaciones fueron galaxias que contenían materia oscura más gas cuando éste último tiene una dinámica regida por todos los efectos físicos incluidos en el modelo de formación estelar (halo\_C) y cuyos resultados darán el comportamiento de la SFR en galaxias esféricas aisladas.

La manera como se le indica a GADGET la física y los detalles técnicos de la simulación se establece cuando se edita un archivo de parámetros que es leído por el software de tal manera que el código fuente nunca es manipulado en ningún momento por el investigador. Entonces, la diferencia entre las simulaciones hechas con GADGET radican sólo en los valores de estos parámetros (Springel 2003). Para las simulaciones que ya se mencionaron los parámetros más relevantes se muestran en los cuadros 3.3 y 3.4

Con todos los datos iniciales y parámetros ya expuestos las simulaciones corrieron en un intervalo de tiempo  $[0 : 20]$  en las unidades internas usadas para la simulación mostradas en el cuadro 3.5. Es decir, las simulaciones corrieron durante  $19,56yr$  para permitir que las galaxias se estabilizaran numéricamente y manifestaran cambios relevantes en su morfología y dinámica con los diferentes procesos físicos involucrados.

Puesto en evidencia cuales y como se realizaron las simulaciones se presentaran en la siguiente sección los resultados de éstas para distribuciones esféricas de gas y materia

Corridas	Longitud de suavizado de materia oscura	Longitud de suavizado de gas	Longitud de escala de la distribución
halo1	0.0308	0.0152	3.10
halo2	0.0402	0.0199	4.83
halo3	0.0527	0.0261	7.60
halo4	2.83	1.40	25.0

**Cuadro 3.3:** Longitudes de suavizado para el calculo de la fuerza gravitacional en kpc, éstas fueron calculadas a partir de la masa inicial con el método descrito en (Muñoz 2005).

Parámetro	Valor	Descripción
DesNumNgb	64	Número de primeros vecinos para SPH.
InitGasTemp	1000	Temperatura inicial del gas.
MinGasTemp	20	Temperatura mínima del gas.
MaxSizeTimestep	0.005	Máximo tamaño del tiempo de integración.
MinSizeTimestep	0.0	Mínimo tamaño del tiempo de integración.
TypeOfOpeningCriterion	0	Criterio BH para la apertura de celdas en el árbol.
ErrTolTheta	0.7	Precisión en el criterio para apertura de celdas.
TreeDomainUpdateFrequency	0.05	Actualización del dominio de descomposición para el árbol.
MaxSfrTimescale	4.5	Máximo escala temporal para la formación estelar.
CritOverDensity	57.7	Densidad umbral para el colapso de nubes.
TempSupernova	3.0e8	Temperatura de explosión de supernovas.
TempClouds	1000.0	Temperatura umbral para el colapso de nubes.
FactorSN	0.1	$\beta$ : Fracción de estrellas que mueren como supernovas.
FactorEVP	3000.0	A: Fracción de nubes que son evaporadas por supernovas.
WindEfficiency	0.5	Eficiencia de los vientos para expulsar masa de gas.
WindEnergyFraction	0.25	$\chi$ : Fracción de energía liberada por supernovas perdida en vientos galácticos.

**Cuadro 3.4:** Parámetros que controlan las corridas en GADGET.

oscura (materia oscura).

### 3.3. Evolución de Galaxias Esféricas Aisladas

Una vez se tienen las condiciones iniciales para estas galaxias de tal manera que la distribución de partículas estuviera acorde con un perfil de Hernquist con las longitudes de escala expuestas en el cuadro 3.3, se inició su corrida con GADGET durante el equivalente a casi  $20Gyr$  en tiempo interno de la simulación. Recordemos que cada simulación

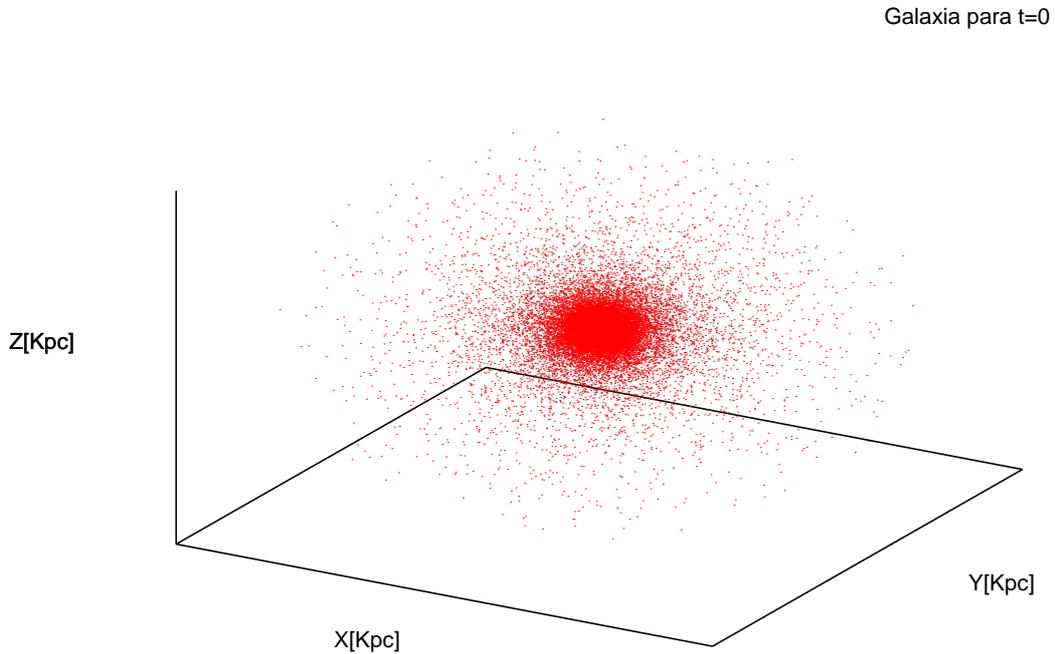
Unidad	Equivalencia
Masa	$10^{10} M_{\odot}$
Longitud	$1 kpc$
Tiempo	$3,08568 \times 10^{16} s$
Energía	$1,989 \times 10^{53} erg$
Densidad	$6,76991 \times 10^{22} g/cm^3$

**Cuadro 3.5:** Unidades internas de la simulación, en éste sistema la constante gravitacional tiene un valor de  $G = 43007,1$ .

incluía procesos diferentes según se explico en la sección anterior.

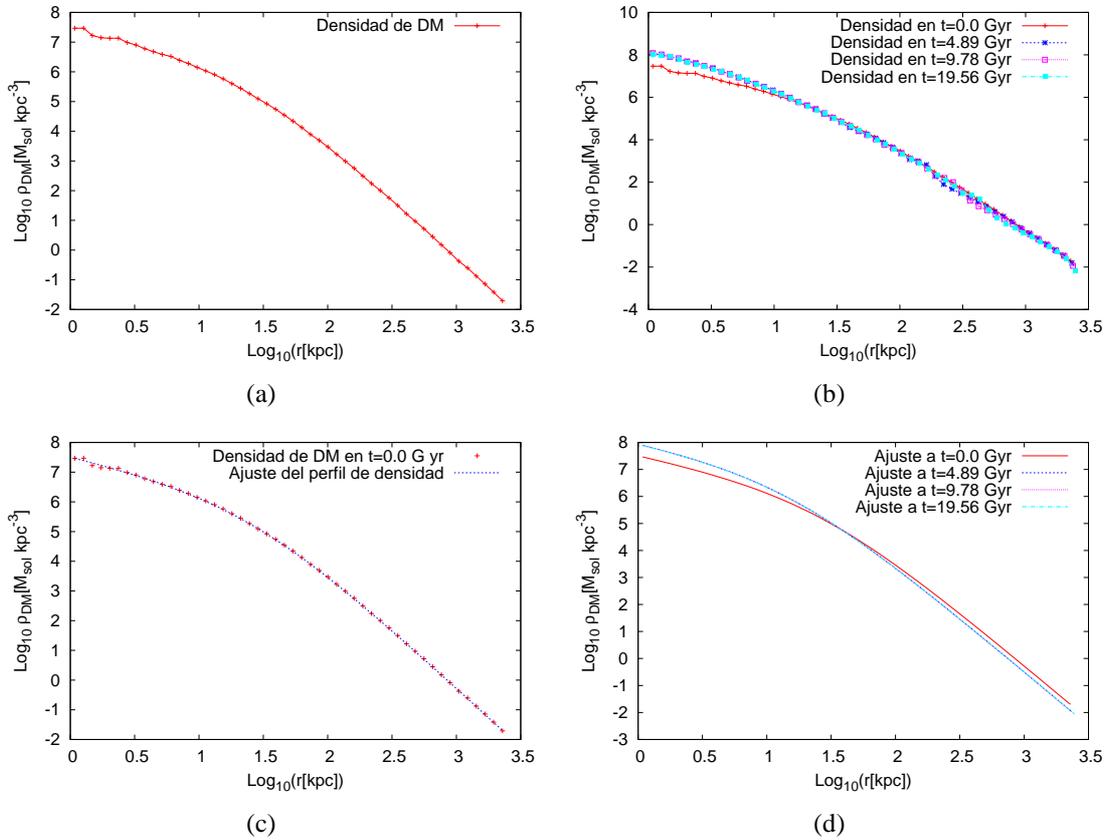
### Distribución de Materia Oscura

En esta primera parte se mostrará la evolución temporal de una galaxia solo con materia oscura, en este caso halo4\_D, ésta simulación servirá de guía para notar los cambios en el perfil de materia oscura cuando hay gas y estrellas en el interior de este halo. en la figura 3.1 se ve una gráfica de las condiciones iniciales generadas con INITCOND



**Figura 3.1:** Posición de las partículas para halo4\_D en  $t=0$ .

Ahora miremos como es la distribución de materia oscura en esta galaxia y como se comporta en el tiempo. En la figura 3.2 (a) se encuentra la densidad en función del radio para  $t = 0$ , en (c) es evidente que el perfil en este tiempo se ajusta muy bien al de

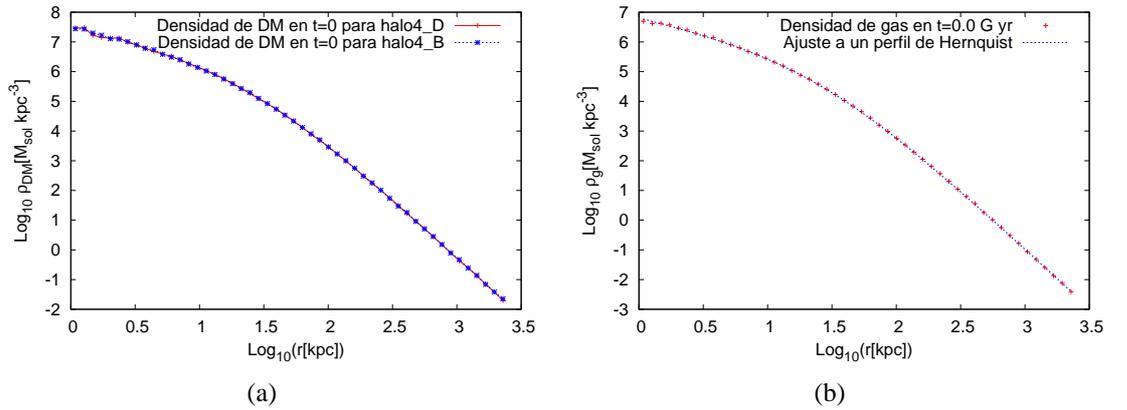


**Figura 3.2:** Características del halo de materia oscura según su perfil de densidad. (a) Densidad en función del radio para  $t=0.0$  en halo4\_D, (b) Densidad en función del radio para  $t=0.0$ ,  $t=2.44$ ,  $t=4.89$ ,  $t=9.78$  Gyr, (c) Ajuste del perfil de densidad para  $t=0.0$  en halo4\_D al perfil de Hernquist con el que se generaron las condiciones iniciales, (d) Evolución del ajuste en el tiempo.

Hernquist con un valor de  $a = 25,05$  y un error de  $0,2\%$ , claro que es notorio que el perfil en  $t=0.0$  se aleja del ajuste para radios menores a  $20kpc$  aproximadamente, esto se debe a que la manera en que se genera la distribución de puntos es una aproximación y los efectos de ésta se evidencian en un aumento en la densidad que se propaga en el radio de la galaxia a medida que transcurre el tiempo como se ve en (b), a pesar de esto, es evidente la convergencia del perfil a una distribución con  $a = 15,23kpc$  aproximadamente, lo que indica que la interacción gravitacional comprime la galaxia inicial más o menos un  $40\%$ , pero este comportamiento es de esperarse ya que las partículas una vez iniciada la simulación quedan sometidas al pozo gravitacional del sistema y tienden a caer a la región más profunda que se ubica en el centro de la galaxia, pero las velocidades iniciales de las partículas impiden que se de un colapso gravitacional total y el sistema simplemente se comprima. Ahora miremos como cambia esta distribución con procesos adicionales para el gas.

### El Efecto del *Cooling*

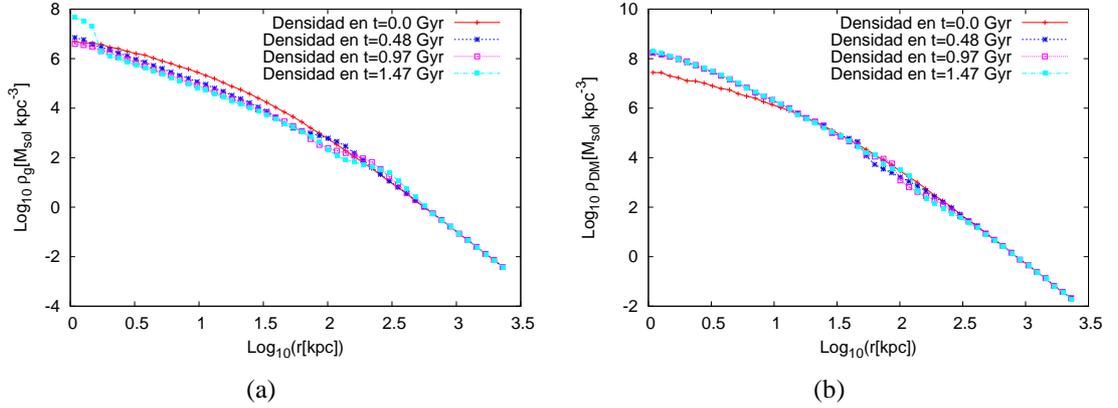
Para la simulación halo4\_B, simulación que contenía solo materia oscura y gas, a éste ultimo además de evolucionar con hidrodinámica solo se le permitió enfriarse radiativamente sin ninguna receta de formación estelar o feedback. En este caso los perfiles de densidad iniciales siguen siendo consistentes con el modelo de Hernquist con un ajuste que da como resultado un  $a$  inicial de 25,05 para materia oscura y 24,94 para gas (figura 3.3). Esta simulación corrió hasta un tiempo de  $t = 1,47Gyr$  ya que como veremos más adelante la sobredensidad del gas en el centro de la galaxia impide que se puedan resolver las ecuaciones de movimiento de las partículas en esta región por medio del treecode utilizado por GADGET. Aunque se pueden sacar alguna conclusiones con los datos que se tienen de esta simulación, una de ellas es que la forma del perfil de densidad de la materia oscura no ha cambiado por la presencia del gas en su interior, pero la compresión de la galaxia se a avanzado más rápido produciendo para el último tiempo registrado un  $a=12.98$  kpc mientras en este mismo tiempo la simulación con solo materia oscura producía un  $a=15.06$  kpc, hasta ahora no se puede afirmar que la presencia del gas acelera la contracción del gas porque también puede ser producto del enfriamiento radiativo.



**Figura 3.3:** (a) Perfiles de densidad de materia oscura en  $t=0.0$  para halo4\_D y halo4\_B, (b) Ajuste del perfil del gas para  $t=0.0$ .

Por otro lado, el efecto que tiene *cooling* sobre la galaxia se evidencio para  $t = 1,47Gyr$  donde el perfil de densidad para el gas muestra una sobredensidad de aproximadamente un orden de magnitud en la región central del gas en el interior de un radio de aproximadamente  $r = 1,77kpc$  (figura 3.4 (a)), también es de notar que el comportamiento de la distribución de materia oscura no presenta sobredensidades aparte de la ocasionada por efectos de aproximación en las condiciones iniciales mencionados antes. Por lo tanto, la aglomeración de gas en el centro de la galaxia debe ser ocasionada por el efecto del enfriamiento radiativo, que hace que la energía cinética promedio del gas baje y la presión interna del gas no sea capaz de sostener la caída libre del mismo y el gas se precipite hacia el centro de potencial del sistema. A pesar de los colapsos locales del gas y su caída hacia el centro de la galaxia no se forma ninguna estrella ni estructura diferente a una nube con mayor densidad, con lo que concluimos que es necesario de una receta de formación

estelar dentro del modelo físico de evolución dinámica de la galaxia implementado en la simulación para poder convertir gas en estrellas.

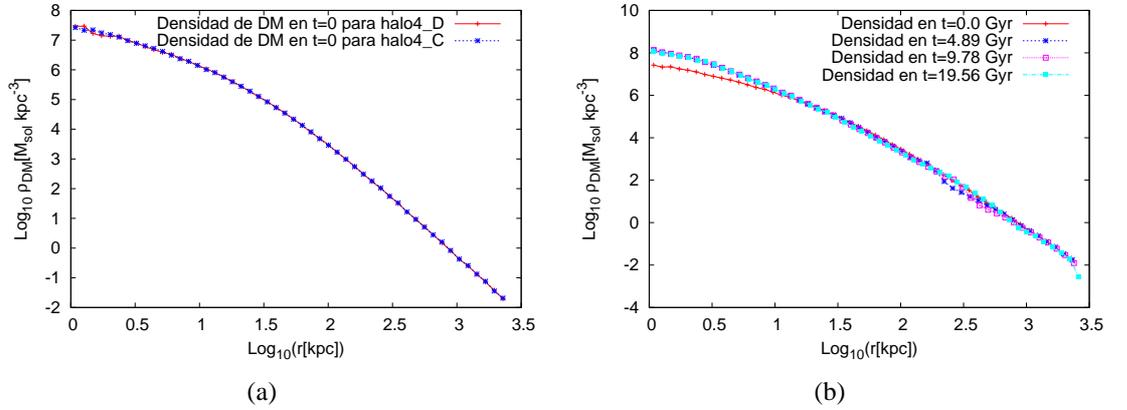


**Figura 3.4:** (a) Perfiles de densidad para la simulación halo4\_B en  $t=0.0, 0.48, 0.97$  y  $1.47$ , (b) Perfiles de densidad para la materia oscura para halo4\_B en  $t=0.0, 0.48, 0.97$  y  $1.47$ .

### Resultados con el modelo de Formación estelar

Como ya se hizo evidente en los resultados anteriores, la simulación de una galaxia con solo gravedad no es capaz de hacer que se formen estrellas, sino que la física que opera en estos procesos de colapsos masivos es la encargada de generar y regular la producción estelar, por eso fue necesario utilizar un modelo con aproximaciones estadísticas como el usado en este trabajo para tomar en cuenta de manera global el efecto de la formación estelar en nuestras simulaciones de galaxias (simulación halo4\_C).

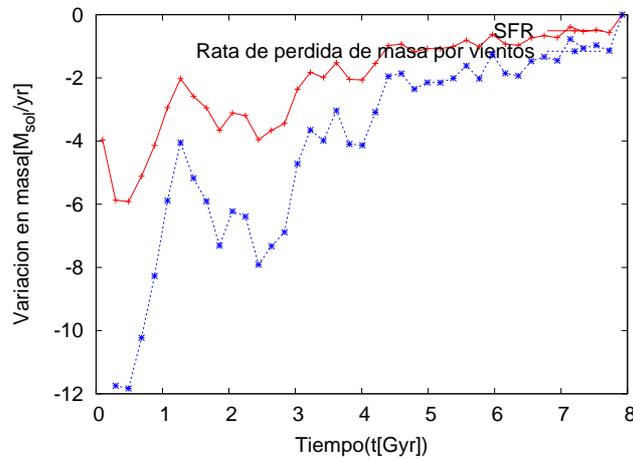
Primero veremos en que afectó la formación estelar los perfiles de densidad de la materia oscura y el gas, y el comportamiento de la SFR bajo este modelo multi-fase. De nuevo, las condiciones iniciales para materia oscura en este sistema son las mismas que para el estudio anterior, vale la pena enfatizar que este conjunto de simulaciones está habilitado para formar estrellas nuevas una vez allá iniciado la simulación. El perfil de densidad para la materia oscura para el instante inicial fue tal que la longitud de escala fue de  $a=24.96$  kpc el cual es un valor esperado con las condiciones iniciales dadas. Para  $t=1.47$  Gyr el ajuste arroja un valor de  $a=14.59$  kpc, lo que indica que considerando los valores para los ajustes en el intervalo de tiempo entre  $[0.0:1.47]$  Gyr en cada una de las simulaciones descritas antes, que el perfil de densidad para la materia oscura no se altera con la presencia de gas siempre y cuando éste forme estrellas porque la disipación del gas debido al feedback de supernovas y a los vientos galácticos éste no colapsa al centro cuando su temperatura baja, caso contrario cuando al gas solo se le permite enfriarse radiativamente éste pierde energía y se precipita hacia el centro de potencial gravitacional, lo que si altera el perfil de densidad de la materia oscura quedando con un valor de  $12.98$  kpc como se había visto en la sección anterior. Por otro lado, la figura 3.5 muestra que el perfil de densidad para la materia oscura después de que ésta se ha estabilizado ( $t \sim 10$  Gyr) se ajusta a un perfil de Herquist con una longitud de escala de  $a = 13,97$  kpc.



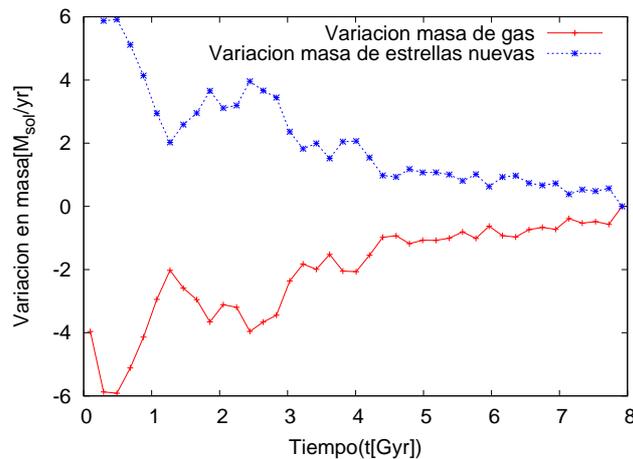
**Figura 3.5:** Características del halo de materia oscura según su perfil de densidad. (a) Densidad de materia oscura en función del radio para  $t=0.0$  en halo4\_C, (b) Densidad de materia oscura en función del radio para  $t=0.0$ ,  $t=2.44$ ,  $t=4.89$ ,  $t=9.78$  Gyr.

Obviamente para el gas no es lo mismo que en la simulación anterior, ya que hay pérdida de masa de gas en forma de estrellas nuevas y vientos galácticos, entonces veamos que resultados arrojan las simulaciones con la receta de formación estelar empleada. Antes que nada, se presenta una prueba de que el modelo utilizado está bien implementado en las simulaciones. La comprobación de la relación (3.3) para la pérdida de masa de gas en la forma de vientos galácticos y la SFR, en la figura 3.6 se encuentra la superposición de la pérdida de masa por vientos y la SFR en el tiempo. En la imagen es claro que la tasa con la que se pierde masa por vientos es directamente proporcional a la SFR con un valor de  $\sim -2,0$ , lo que es consistente con lo establecido en el modelo, esto brinda confianza en las simulaciones y los resultados que estas están mostrando. Además es claro que la dinámica de vientos galácticos va a depender directamente de la SFR porque esta última determina la cantidad de gas del medio interestelar que es convertido en estrellas en el tiempo, entonces el gas disponible para ser parte de los vientos es aquel remanente de gas que deje el proceso de formación de estrellas, adicionalmente las explosiones de supernova son más probables en aquellas regiones donde se han creado muchas estrellas, y esto se ve claramente en la gráfica cuando vemos que en los máximos o mínimos de SFR también se encuentran los máximos o mínimos de la tasa de cambio de masa de gas en vientos galácticos.

Ahora veamos como fue el comportamiento de la formación estelar en esta simulación. En la figura 3.7 se ve como la masa total de gas que se pierde pasa a formar parte de la masa total de estrellas nuevas, claramente hay una explosión inicial de nacimiento de estrellas debido a la gran cantidad de gas que hay disponible para formarlas al inicio de la simulación además de que éste colapsa hacia el centro al igual que la materia oscura como ya lo habíamos notado por el efecto de la relación numérica por el setup de las condiciones iniciales. Esto ocurre antes de  $1,3Gyr$ , luego las explosiones de supernova liberan energía que calienta el gas a través de vientos, lo que prácticamente suprime la SFR porque evita que el gas colapse para formar estrellas. después el gas comienza a enfriarse radiativamente y colapsa de nuevo de manera masiva en  $2Gyr$  y la SFR vuelve a tener un máximo, este proceso auto regulado de formación estelar comienza de nuevo



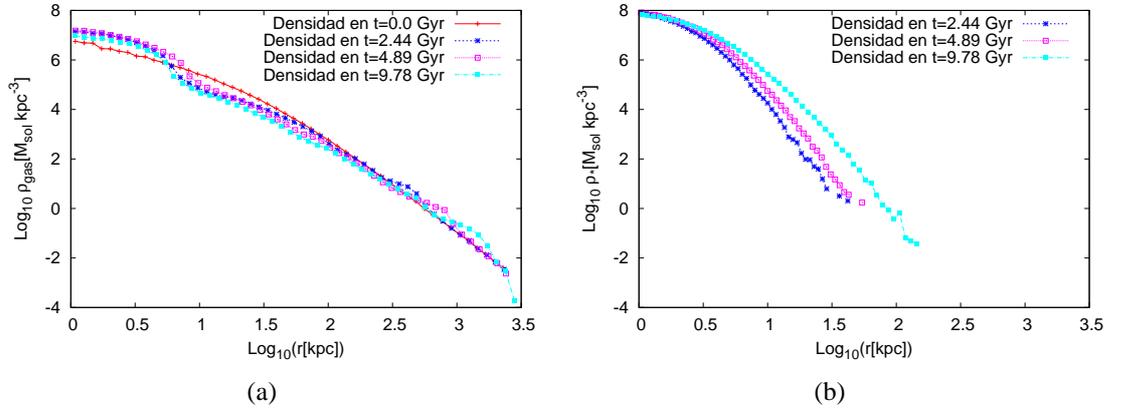
**Figura 3.6:** Dependencia de la pérdida de masa de gas por vientos galácticos con la SFR. Acá se tiene el negativo de la SFR que multiplicada por un factor de dos coincide con la pérdida de masa de gas por vientos galácticos.



**Figura 3.7:** (a) Variación en el tiempo de la masa total de gas y estrellas nuevas.

pero ya con una menor cantidad de gas por lo que los picos de alta formación estelar son cada vez más bajos en la gráfica.

En la figura 3.8 (a) se muestra la distribución de densidad de gas, en esa figura se observa a pesar de que la densidad de gas tiene algunos cambios bruscos entre 0 y 30 kpc la densidad de estrellas tiene un comportamiento suave en el radio, lo que implica que sin importar que hay regiones donde la producción estelar es más alta que en otras, las estrellas se distribuyen de manera uniforme en el espacio. Esta distribución es esférica como se ve en la figura 3.8 (b) y a medida que pasa el tiempo sigue conservando su uniformidad aunque aumentando cada vez más para radios mayores a 5 kpc. Entonces, con todos los resultados anteriores se puede concluir que la formación estelar es un proceso pausado que se autoregula por medio de vientos galácticos y feedback de supernovas.



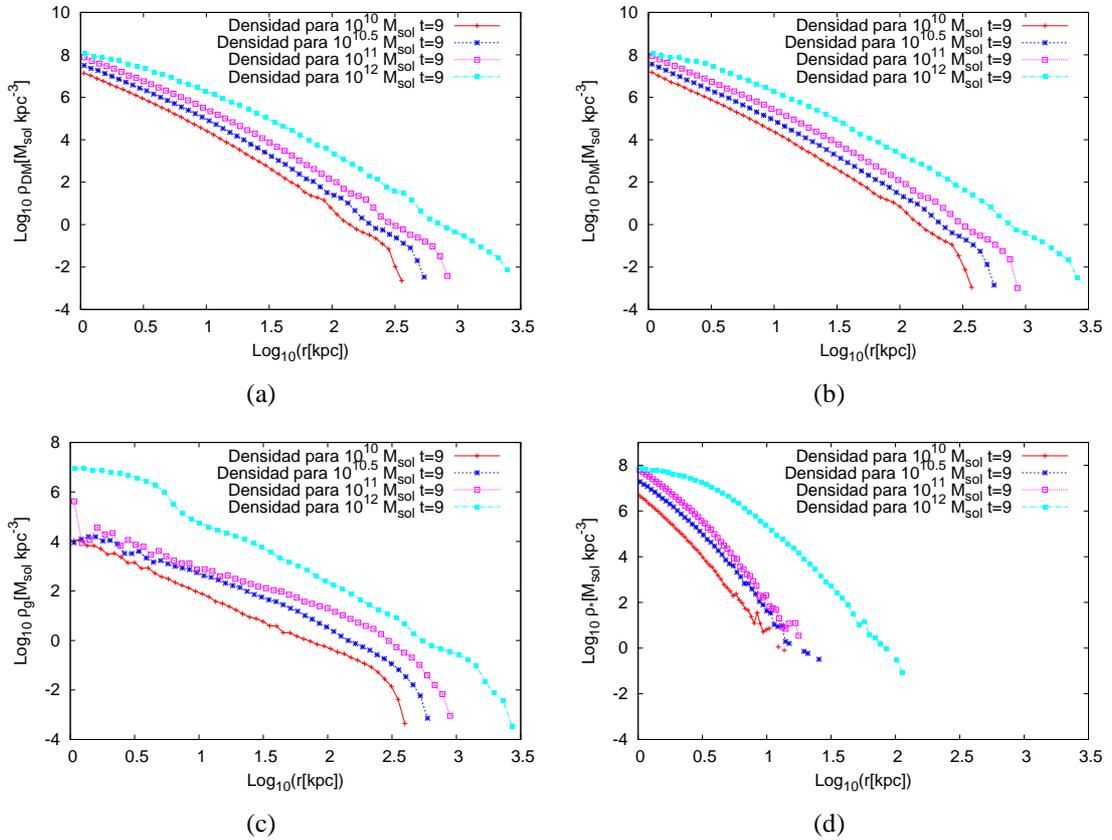
**Figura 3.8:** (a) Distribución de gas con SFR en  $t=0.0, 2.44, 4.89$  y  $9.78$  Gyr, (b) Distribución de estrellas en  $t=2.44, 4.89$  y  $9.78$  Gyr.

### Dependencia con la Masa del Halo

Ahora veremos como cambian los resultados anteriores para masas diferentes de materia oscura y gas iniciales. Como se explico antes las masas totales de los halos utilizados fueron  $10^{10}, 10^{10.5}, 10^{11}$  y  $10^{12} M_{\odot}$  cada uno con una masa inicial de gas equivalente al 20 % de la masa total de materia oscura.

De nuevo, podemos ver en la figura 3.9 (a) y (b) que las condiciones iniciales son las mismas para cada halo correspondiente a la misma masa de inicial sin importar si la galaxia tiene o no gas, o si a éste se le permite formar estrellas. Aunque estudiaremos la dependencia de la formación de estrellas con la masa del halo, por ahora en (c) y (d) vemos que para cada par de curvas, respectivamente para cada halo, la densidad de estrellas nuevas sigue siendo una curva decreciente suave sin importar las fluctuaciones en la densidad del gas. También es notorio que la densidad de gas y estrellas es muy alta para el halo4 de  $10^{12} M_{\odot}$ , en cambio para los halos de masa menor los perfiles no tienen una diferencia tan marcada, adicionalmente el halo más masivo posee una sobredensidad de gas en el centro entre 0 y  $8 kpc$ , esto quiere decir que para masas del halo muy grandes las partículas están sometidas a un pozo de potencial mucho más profundo y les es más difícil escapar del centro de la galaxia hacia el exterior de la misma, esto hace que su densidad sea más alta y que procesos como el de formación estelar sean más eficiente que en galaxias de menor masa. Esto se ve más claramente en la figura 3.10 donde se tiene que la variación de masa total de estrellas en el tiempo es más alta para el halo más masivo mientras que para los halos de menor masa es más tranquila y decrece lentamente en el tiempo, esto debido a que el gas tiene más facilidad de salir del centro del potencial gravitacional de la materia oscura con perturbaciones como vientos galácticos que disipan el gas y retrasan el proceso de formación estelar.

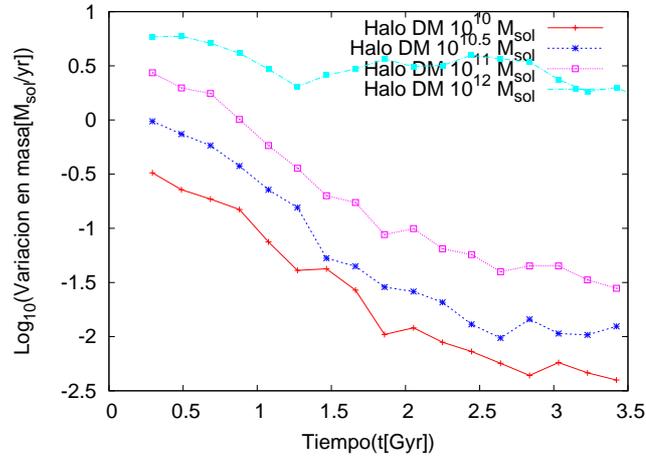
Hablando del comportamiento de la rata de formación estelar, es de esperarse que al inicio de las simulaciones, donde como se dijo antes hay un estallido de nacimiento de estrellas, una fracción de éstas morirán como supernovas y producirán vientos galácticos impulsados por el feedback, esto va a calentar el gas y la SFR es suprimida hasta que



**Figura 3.9:** (a) Distribución de materia oscura en  $t = 8,8 \text{ Gyr}$  para el halo con solo materia oscura, (b) distribución de materia oscura en  $t = 8,8 \text{ Gyr}$  para el halo con materia oscura, gas y estrellas, (c) perfil de densidad del gas para cada halo en  $t = 8,8 \text{ Gyr}$ , (d) perfil de densidad de estrellas para cada halo en  $t = 8,8 \text{ Gyr}$ .

por medio de enfriamiento radiativo las nubes de gas frío se vuelven a formar y colapsan de nuevo para formar estrellas, pero ya con menos intensidad porque la cantidad de gas disponible para formar estrellas a disminuido. Ahora, este comportamiento general de la rata de formación estelar no se altera con la masa del halo de materia oscura, lo que cambia es que para etapas tempranas de la simulación la SFR es más eficiente, esto es porque el gas tiende a caer en el centro por perdida de energía a causa del enfriamiento o efectos viscosos que disminuyen su velocidad orbital, entonces al ser el halo más masivo produce un pozo de potencial más profundo que mantiene mucho más ligadas estas partículas de gas y efectos como feedback y vientos no poseen la energía suficiente para hacerlas alejar del centro, lo que lleva a sobredensidades que hacen que se produzcan muchas más estrellas y la SFR sea altamente eficiente durante mucho más tiempo comparado con las simulaciones con masas del halo más bajas donde la rata de formación estelar es más pausada y cae suavemente para estos mismos tiempos (figura 3.10).

En conclusión, con todos los perfiles iniciales de densidad muy bien ajustados a uno de Hernquist y con galaxias que fueron estables durante las simulaciones se puede decir que el método que utiliza los momentos de la función de distribución implementado en el software INITCOND genera condiciones iniciales óptimas para realizar este tipo de ex-



**Figura 3.10:** (a) Variación en masa total de estrellas para cada halo en el tiempo.

perimentos. Ahora, se evidencia una contracción de las galaxias debido a la relajación numérica del sistema y a que las partículas en el instante cero de las simulaciones son sometidas a un efecto gravitacional repentino que las hace caer hacia el centro de la galaxia. Pero el efecto numérico disminuye y la galaxia se relaja y llega a un punto estable con una longitud de escala para la materia oscura que oscila alrededor de 15 kpc después de que han pasado más o menos 3 Gyr. Recordemos que la afirmación anterior solo es válida para las simulaciones con solo materia oscura y para aquellas que poseen gas formando estrellas y que solo pudo comprobarse para tiempos menores a 1.47 Gyr, esto porque la simulación de la galaxia que poseía gas pero que solo se le permitía enfriarse radiativamente, corrió sin problemas hasta que la sobredensidad central de gas producto de la gran pérdida de energía por cooling hiciera imposible los cálculos de fuerza con el treecode de GADGET, esta sobredensidad que en ausencia de feedback de supernovas y vientos galácticos no puede ser disminuida, logra alterar el perfil de densidad de la materia oscura a tal punto que su longitud de escala se ajusta a un valor de aproximadamente 13 kpc.

A pesar de que el gas muestra en algunas regiones fluctuaciones respecto a un perfil esférico estable, la distribución de estrellas creadas en las simulaciones que incluían el modelo de formación estelar, permanece sobre curvas suaves de densidad en función del radio, implicando que a pesar de que las estrellas se forman en regiones con alta densidad de gas no distribuidas uniformemente en la galaxia éstas se organizan de manera esférica alrededor del centro de la galaxia. Además, la tasa de formación estelar mostró un comportamiento auto regulado por el feedback de supernovas y vientos galácticos, siendo estos últimos mucho más eficientes en simulaciones con masas del halo de materia oscura relativamente bajas, ya que halos muy masivos (por encima de  $10^{12} M_{\odot}$ ) mantendrán más ligadas las partículas de gas al centro, lo que genera que la SFR sea más eficiente durante los primeros instantes de la simulación y no caiga tan suavemente como ocurre con las galaxias de menor masa.

## Formación Estelar en Galaxias de Disco

En esta parte del trabajo se realizaron dos simulaciones para discutir la formación estelar en galaxias de disco. La primera de ellas fue una galaxia de disco aislada y la segunda es un *major merger* entre dos galaxias iguales a la galaxia aislada con el fin de observar el comportamiento del modelo en una región de gran actividad de formación estelar como es común con las galaxias en el universo real. Estas simulaciones corrieron con el mismo modelo de formación estelar utilizado para las galaxias esféricas.

### 4.1. La Galaxia de Disco

Las condiciones iniciales también fueron generadas con INITCOND pero en este caso cada componente galáctica sigue perfiles de densidad específicos dados por

$$\rho_{disco}(r) = \frac{M_d}{4\pi h^2 z_o} \exp(-R/h) \operatorname{sech}^2\left(\frac{z}{z_o}\right), \quad (4.1)$$

$$\rho_{bulbo}(r) = \frac{aM_b}{2\pi} \frac{1}{r(a+r)^3}, \quad (4.2)$$

$$\rho_{halo}(r) = \frac{M_h}{2\pi^{3/2} r_c} \frac{\alpha \exp(-r^2/r_c^2)}{(r^2 + \gamma^2)}, \quad (4.3)$$

donde  $M_d$ ,  $M_b$  y  $M_h$  son las masas del disco, bulbo y halo;  $h$  y  $z_o$  son las escalas de longitud radial y vertical del disco;  $a$  es la escala de longitud radial del bulbo;  $r_c$  es el radio de corte del halo,  $\gamma$  es el radio del núcleo y  $\alpha$  es una constante de normalización, respectivamente. La masa de cada componente se muestra en el cuadro 4.1, estos valores no son comunes más no irreales para una galaxia de disco, pero son suficientes para garantizar estabilidad en la galaxia durante varias veces su tiempo dinámico. En el cuadro 4.2 están las resoluciones en masa para cada componente galáctica.

Esta simulación evolucionó hasta un tiempo de 42 en unidades internas (cuadro 3.5) que es aproximadamente 84 tiempos dinámicos. Los parámetros de corrida de GADGET con valores diferentes a los ya utilizados son mostrados en el cuadro 4.3.

Componente	Masa Inicial [ $M_{\odot}$ ]
Halo	$7,8 \times 10^{11}$
Gas	$1,5 \times 10^{10}$
Disco	$1,65 \times 10^{11}$
Bulbo	$2,2 \times 10^{10}$

Cuadro 4.1: Masas inicial de cada componente galáctica.

Componente	Partículas	Resolución en Masa [ $M_{\odot}$ ]
Halo	$10^5$	$5 \times 10^5$
Gas	$3 \times 10^4$	$3,3 \times 10^5$
Disco	$5 \times 10^4$	$7,8 \times 10^5$
Bulbo	$3 \times 10^4$	$7,3 \times 10^5$

Cuadro 4.2: Resolución inicial de masa en cada componente galáctica.

Parámetro	Valor
$t_*$	$2,1 Gyr$
$\eta$	2,0
$\chi$	0,25
$\beta$	0,1
$T_{SN}$	$10^8 K$
$\epsilon_{SN}$	$4 \times 10^{48} erg M_{\odot}^{-1}$

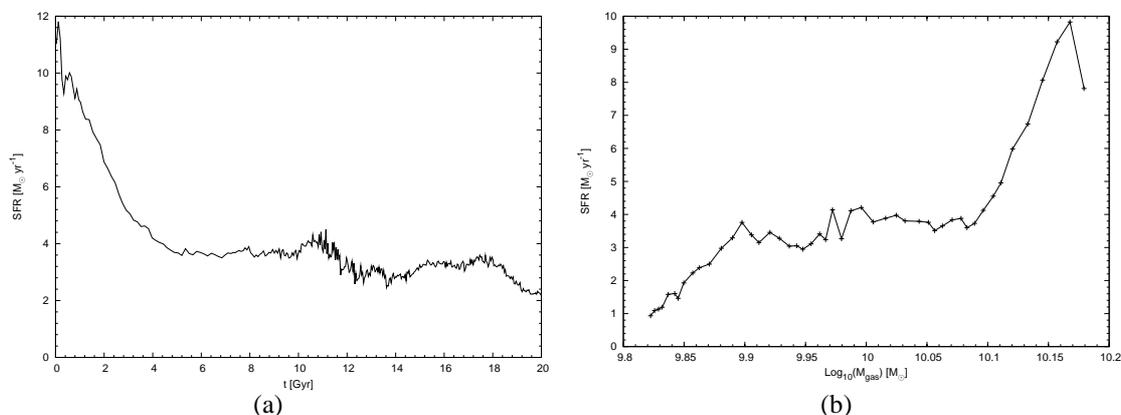
Cuadro 4.3: Parámetros para las simulaciones de galaxias de disco.

Para simular el proceso de fusión de dos galaxias se utilizaron dos galaxias idénticas sujetas a su propia interacción, cada una de éstas era igual a la que se utilizó en el ejercicio anterior separadas una distancia inicial de  $\sim 700 kpc$ . La configuración inicial del merger fue tal que las velocidades relativas entre las galaxias era nula, y los discos de ambas estaban en el mismo plano rotando en la misma dirección. A continuación se discutirán los resultados de estas simulaciones con galaxias de disco.

## 4.2. Formación Estelar en una Galaxia de Disco Aislada

como se puede ver en la figura 4.1 (a) Para la galaxia de disco aislada la SFR es una función decreciente del tiempo, inicialmente debido a que el sistema no se ha relajado numéricamente la SFR no es estable y hay un gran *burst* de formación estelar cerca de  $t=0$ . A medida que el gas se va calentando y la masa de gas disponible para formar estrellas va disminuyendo la SFR decrece en forma pausada, desde  $12 M_{\odot} yr^{-1}$  hasta  $2 M_{\odot} yr^{-1}$ , que es un valor típico para galaxias espirales aisladas en el universo local. En la figura 4.1 (b) se muestra la variación de la SFR con la masa de gas disponible. Como es evidente, en la medida en que se van agotando las reservas de gas disponible en la galaxia, la SFR disminuye. Vale anotar que esta disminución en la SFR también es un efecto del incremento en la temperatura del gas debido a la acción del *feedback* y el viento galáctico

que se han incorporado en la simulación.

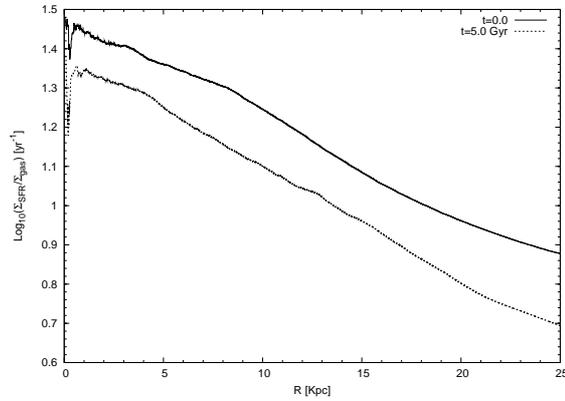


**Figura 4.1:** (a) SFR en función del tiempo para la galaxia aislada, (b) SFR en función de la masa de gas disponible en la galaxia aislada.

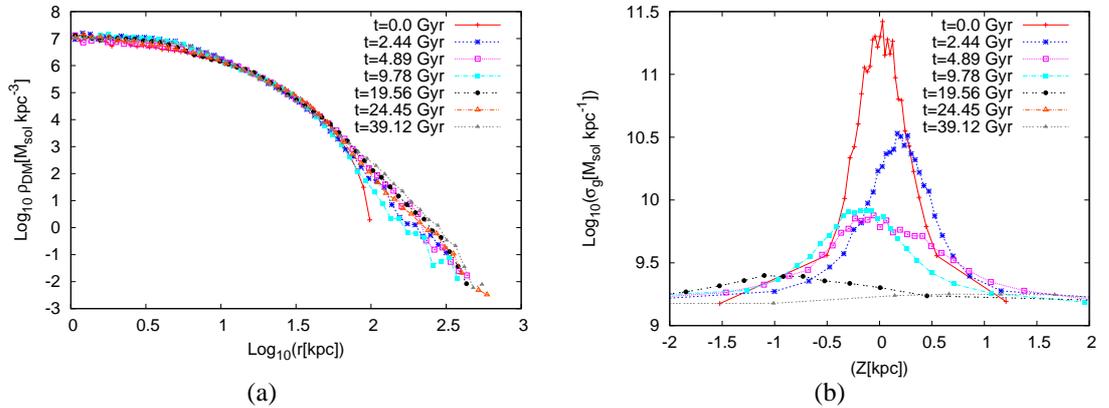
Ahora, la distribución de materia oscura no se altera mucho durante la simulación como es de esperarse con lo obtenido en el capítulo anterior, ésta muestra siempre concordancia con el perfil de la expresión 4.3 (figura 4.3 (a)) solo se ve una expansión en el sistema típica de simulaciones con frontera abierta. A su vez En (d) se tiene la densidad lineal del disco en la dirección Z, ésta tiene una forma de secante hiperbólica cuadrada como lo establece la ec. 4.1, es claro que a medida que pasa el tiempo el pico central del perfil disminuye notablemente debido a que el gas del plano medio de la galaxia es consumido rápidamente en procesos de formación estelar. Esto también se observa en la figura 4.2 donde se gráfica la razón entre la densidad superficial promediada de SFR y la densidad superficial promedio de gas, como una función del radio para dos instantes de tiempo diferentes,  $t=0$  y  $t=5\text{Gyr}$ . La densidad de SFR se construyó calculando la variación en la masa total de estrellas nuevas en el tiempo dividida el área del disco de gas en  $t=0$ , de tal manera que lo único que cambiaba en el tiempo era la masa de estrellas nuevas, la densidad de gas se calculó con la masa total de gas dividido también por el área total del disco de gas en  $t=0$ , en la gráfica se puede ver que se cumple la razón  $\Sigma_{\text{SFR}}/\Sigma_{\text{gas}} \propto a(t)10^{-\gamma R}$ , lo que implica que a medida que la densidad superficial de gas aumenta la rata de formación estelar también lo hace.

Pero las estrellas nuevas se están distribuyendo de tal manera que se comienza a formar una barra en el centro de la galaxia, en la figura 4.4 están las posiciones de las estrellas formadas durante la simulación para los tiempos 0.489, 4.89, 9.78, 14.67, 39.12 y 58.81 Gyr, aunque las estrellas en los primeros instantes de tiempo se forman con una distribución discoidal rápidamente empiezan a acumular en el centro y se distribuyen formando una barra central, ésta es completamente definida en más o menos a 14.67 Gyr y es notorio que las estrellas que se van formando van cayendo a la barra aumentando la densidad de esta.

Es bueno discutir basados en la figura 4.5 que en esta galaxia también se comprueba la relación entre la SFR y la rata de cambio de la masa de gas en forma de vientos (ec. 3.3).

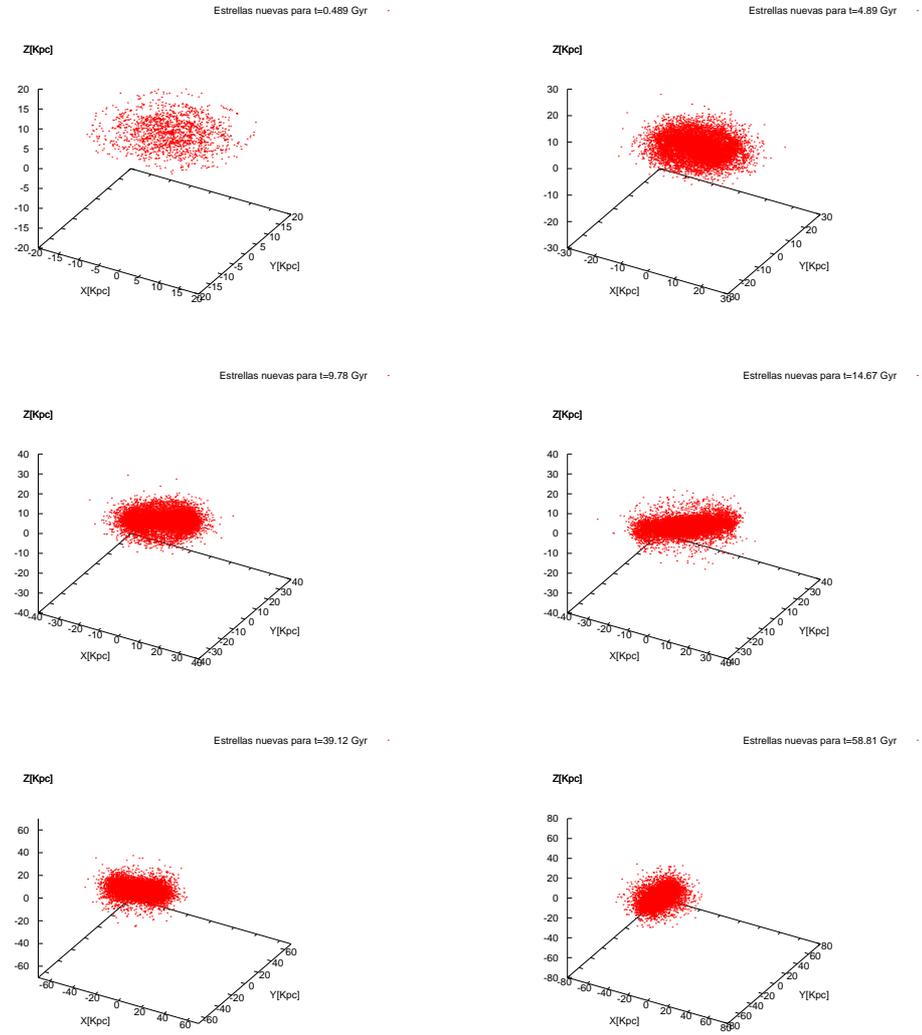


**Figura 4.2:** Razón entre la SFR y la densidad del gas en función del radio para dos instantes de tiempo.

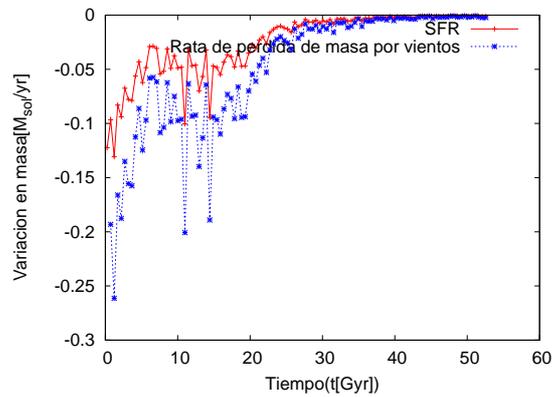


**Figura 4.3:** (a) Perfil de densidad de materia oscura para la galaxia de disco aislada en  $t=0.0, 2.44, 4.89, 9.87, 19.58, 24.45$  y  $39.12$  Gyr, (b) Perfil de densidad lineal en  $Z$  para la galaxia de disco aislada en  $t=0.0, 2.44, 4.89, 9.87, 19.58, 24.45$  y  $39.12$  Gyr.

De nuevo como esta establecido por el modelo la rata de cambio de masa de gas en forma de vientos es igual a la SFR multiplicada por un factor de 2,0, el comportamiento de las curvas es tal que antes de  $30Gyr$  la SFR no es constante debido a que al inicio de la simulación la producción de estrellas es muy alta porque hay mayor cantidad de gas y el sistema no se ha relajado numéricamente, en consecuencia la temperatura de este aumenta por lo que la SFR disminuye hasta que el gas vuelve a enfriarse y hay de nuevo otra gran producción estelar (ver figura 4.1) (a), entonces estos máximos y mínimos de producción estelar afectan directamente la rata de cambio de masa de gas en vientos ya que éstos son producidos en explosiones de supervona y remoción de gas por radiación desde las estrellas. Por otro lado, después de  $30Gyr$  ya no hay efectos numéricos relevantes y la SFR es autoregulada por el feedback de supernovas, vientos y el enfriamiento radiativo, lo que la hace constante y por eso se ve que las curvas en la gráfica terminan siendo constantes aunque su diferencia sigue siendo el mismo factor multiplicativo pero la escala no lo hace notar. Visto esto, ahora veamos como es el proceso de formación estelar en el *major merger*.



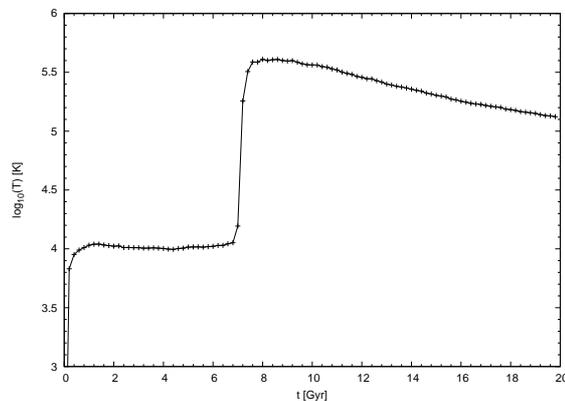
**Figura 4.4:** Posiciones de las estrellas formadas durante la simulación en  $t=0.48, 4.89, 9.78, 14.67, 39.12$  y  $52.81$  Gyr.



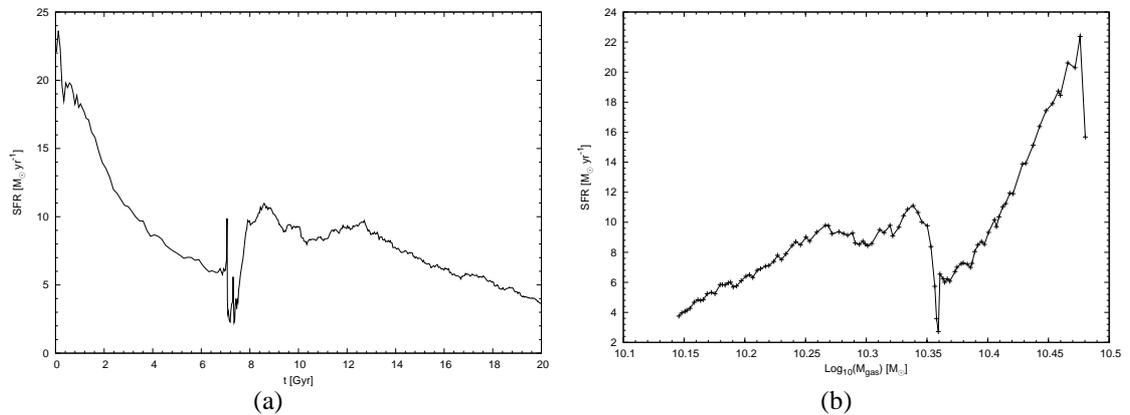
**Figura 4.5:** SFR y la rata de cambio de masa de gas en forma de vientos para la galaxia de disco aislada.

### 4.3. Formación Estelar en un *major merger*

Primero veamos en la figura 4.10 de arriba hacia abajo una secuencia del proceso de fusión de las galaxias, cada fila en esta matriz de imágenes contiene para un mismo instante de tiempo la posición de las partículas de cada componente galáctica: materia oscura, gas, disco, bulbo y estrellas nuevas que son las columnas 1,2,3,4 y 5 respectivamente, las filas 1,2,3,4, 5 y 6 equivalen a  $t=2.44, 6.35, 6.85, 7.34, 9.78$  y  $41.56$  Gyr respectivamente. Sin estrellas nuevas en el inicio de la simulación en las imágenes se puede ver que las dos galaxias evolucionan independientemente más o menos hasta 6.35 Gyr ya que sus componentes no se observan afectadas aún por el encuentro. Pero entre 6.35 Gyr y 6.85 Gyr ocurre la colisión y como consecuencia se ve que cada componente es afectada y aunque no se ve en la gráfica, la galaxia resultante después de la colisión tiene una distribución de masa más difusa que las galaxias iniciales debido al calentamiento dinámico que ha sufrido el sistema. En la columna 1 vemos que los halos de materia oscura se fusionan. lo que resulta en un solo halo con una distribución esférica debido al proceso de relajación violenta que experimente el sistema (4.8 (a)). En la columna 2 y 3 se ve que los discos de las galaxias es desbaratado completamente por fuerzas de marea gravitacionales debido al encuentro, como los discos tenían una rotación inicial neta diferente de cero, por conservación de momento angular éstos intentan seguir el movimiento rotacional que tenían pero la interacción con la otra galaxia se lo impide y el gas se acumula en una región formando algo parecido a brazos de gas en la galaxia resultante, esto lleva a que la densidad de gas en esta región aumente y haya un proceso de formación estelar masivo, como se ve en la columna 5 a 7.34 Gyr, y el gas es entonces consumido y expulsado en forma de vientos en estas regiones para finalmente toma una distribución esférica como se observa en la figura 4.8 (c), entonces después de esta explosión de nacimiento de estrellas hay una caída en la SFR como mencionaremos en lo que sigue. Por otro lado, esas estrellas nuevas se mueven embebidas en un mar de gas que le disminuye la energía cinética y eventualmente éstas caen al centro de gravedad como se ve en tiempos posteriores al encuentro quedando también en una distribución esférica (4.8 (b)). Al bulbo según la columna 4 le ocurre lo mismo que a materia oscura y queda de nuevo con una distribución esférica.



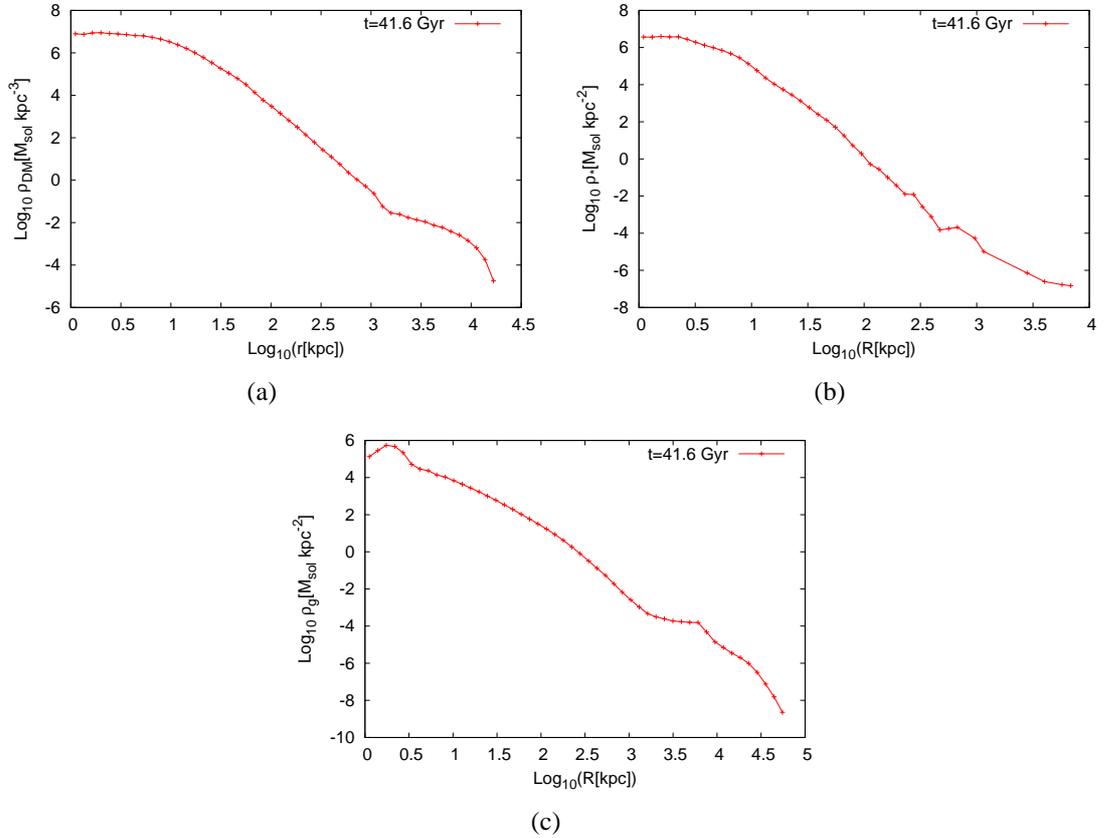
**Figura 4.6:** Temperatura en el tiempo para el proceso de fusión.



**Figura 4.7:** (a) SFR en función del tiempo para el *major merger*, (b) SFR en función de la masa de gas disponible en la fusión de galaxias.

Las fuerzas de marea generadas en la colisión perturban el gas e incrementan la temperatura promedio del gas en un factor de 10, como se puede corroborar desde la figura 4.6. Este calentamiento a de alterar la formación estelar, lo que es claro en la figura 4.7 (a), la SFR en el caso del merger sigue siendo una función decreciente del tiempo tal y como se había visto en el caso de la simulación para la galaxia aislada, sin embargo el comportamiento del decrecimiento es irregular y se ve fuertemente afectado por el proceso de interacción entre las dos galaxias, antes de la colisión hay un pico de formación estelar debido al aumento en la densidad del gas justo antes de que las galaxias choquen y la temperatura del gas aumente por la perturbación ejercida por la cercanía de las galaxias. Como consecuencia, a un  $t \approx 7 \text{ Gyr}$  hay un notable y súbito decremento en la SFR y después de que el gas se enfría de nuevo aparece un *burst* de formación de estrellas que después de permanecer casi constante durante 4Gyr empieza a decrecer de forma uniforme. Redondeando la discusión de la SFR en el momento de la fusión, en la figura 4.7 (b) se ve que la disminución súbita en ella no es debida a una remoción instantánea de la masa de gas disponible para formar estrellas, ésta sigue variando de forma continua. La discontinuidad en la SFR puede ser atribuida al calentamiento del gas inducido por la colisión. Al colisionar las dos galaxias de forma rápida, se producen choques en el gas del medio interestelar que lo calientan, ese calentamiento que se puede evidenciar como una discontinuidad en una gráfica de temperatura vs tiempo (ver figura 4.6), se hace responsable por la disminución súbita de la SFR dado que enriquece la fracción de la masa de gas en la fase de gas caliente, reduciendo así de forma notable la producción estelar. Una vez los choques calientan el gas, este empieza a enfriarse y el proceso de formación de estrellas continúa, a una tasa mayor que la que se tenía antes del choque, debido al incremento en la densidad local del gas inducido por la inestabilidad gravitacional del sistema.

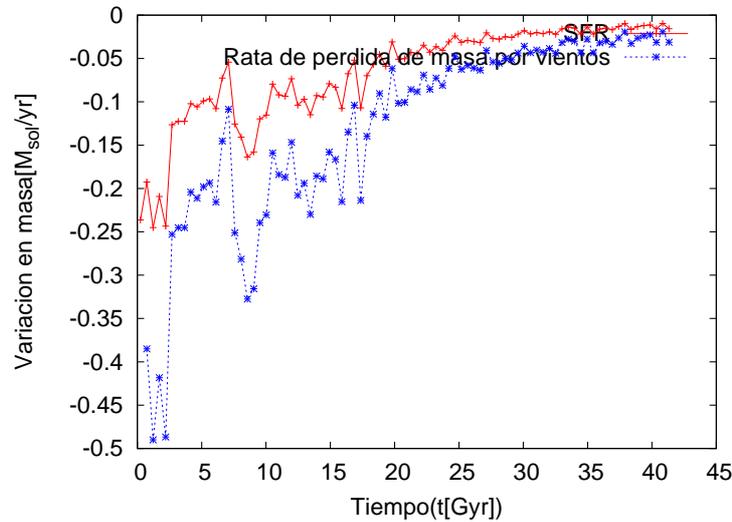
Ahora, para complementar el análisis miremos la figura 4.8 donde se encuentran los perfiles de densidad para el último instante de la simulación para la DM, las estrellas nuevas y el gas, según la forma de la curva de todos los perfiles se puede concluir que la materia después de la colisión y posterior destrucción del disco se distribuye de una manera esférica, lo cual es de esperarse ya que todo el sistema tiende al equilibrio y bajo las con-



**Figura 4.8:** (a) Perfil de densidad de la DM en el tiempo final de la simulación de la fusión, (b) Perfil de densidad de estrellas nuevas en el tiempo final de la simulación de la fusión, (c) Perfil de densidad del gas en el tiempo final de la simulación de la fusión.

diciones dinámicas después del choque éste se encontrara en una galaxia final esférica. Por otro lado, también se observa que la densidad de estrellas nuevas tiene un comportamiento similar al de la densidad de gas como es de esperarse ya que la formación de estrellas nuevas es dependiente de la cantidad de gas disponible para hacerlo como se vio en la sección anterior. También se ve en la figura 4.9 de nuevo que la simulación cumple con la relación entre la SFR y la rata de cambio de masa de gas en forma de vientos predicha por el modelo, el comportamiento es similar al de la simulación con la galaxia de disco aislada, donde el comportamiento de la rata de formación estelar condiciona la producción de vientos galácticos que junto con el *feedback* calientan el gas y disminuyen la formación estelar.

A modo de conclusión, podemos afirmar que las condiciones iniciales generadas con INICOND fueron apropiadas para las dos simulaciones, ya que las galaxias permanecieron estables en el tiempo con perfiles de densidad apropiados para cada componente galáctica (vale aclarar que es válido en el merger solo hasta el instante en que se da la colisión de las galaxias). Ahora bien, la rata de formación estelar para la galaxia de disco aislada mantuvo un comportamiento decreciente de manera pausada después de un estallido de nacimiento de estrellas mientras las condiciones iniciales del sistema se relajaban.

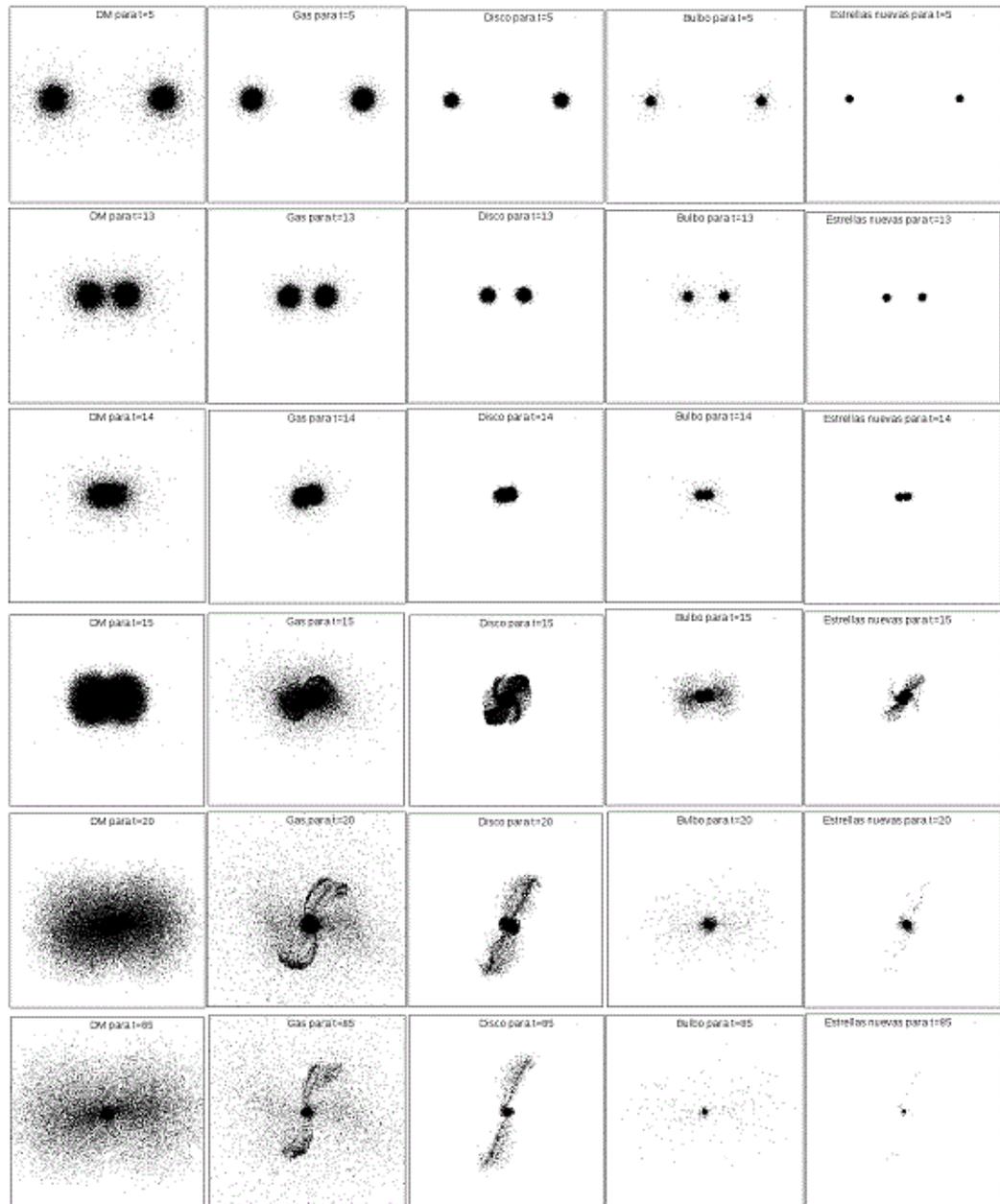


**Figura 4.9:** SFR y la rata de cambio de masa de gas en forma de vientos para el *major merger*.

sin embargo, cuando hay un proceso de fusión la SFR muestra el mismo comportamiento hasta que las fuerzas de marea producto de la cercanía de las galaxias produce un estallido de formación estelar y ésta luego es suprimida por el aumento de la temperatura del gas en un factor de 10 debido a la perturbación gravitacional en el instante de la colisión. Para las dos simulaciones se comprobó que la rata de cambio de masa de gas en forma de vientos de galácticos se relaciona directamente con la SFR a través de un factor de -2, como es predicho por el modelo de formación estelar, esto es porque la masa disponible para vientos galácticos será el remanente de gas que deje la SFR después de formar estrellas en la galaxia.

La distribución de materia de la galaxia aislada muestra que la materia oscura y el bulbo galáctico siguen teniendo una distribución de materia esférica a pesar del proceso de formación estelar que ocurre en su interior, por su parte el disco de estrellas y gas permanecen también ceñidos a una distribución con simetría axial, mientras que las estrellas nuevas comienzan con una distribución discoidal y después forman una barra central que perdura durante el resto de la simulación. Por otro lado, para la galaxia resultante después de la colisión se vio que cada una de las componentes galácticas quedan siguiendo una distribución esféricas producto de la relajación dinámica que sufre el sistema paulatinamente en el tiempo después de la fusión.

Con lo expuesto en estos dos últimos capítulos es evidente que el modelo multi-fase para una formación estelar pausada y autoregulada es exitoso por lo menos para los alcances de este trabajo. Esto nos da un punto de partida para seguir estudiando el comportamiento de la formación estelar a una escala galáctica o mayor sin la necesidad de tener información detallada de cada uno de los procesos que ocurren en el medio interestelar y que afectan el comportamiento del gas, y por lo tanto la manera en que la rata de formación estelar convierte gas en estrellas, y que al final de cuentas es lo que determinará la estructura luminosa que se observa en el universo en la actualidad.



**Figura 4.10:** Secuencia de imágenes del proceso de fusión de las galaxias.

# Bibliografía

- [1] Barnes J.E., 2009, Galaxies: Course notes, (Institute for Astronomy Hawaii)
- [2] Binney, J., Merrifield M., 1998, Galactic Astronomy (Princeton University Press)
- [3] Binney, J., Tremaine S., 1987, Galactic Dynamics (Princeton University Press)
- [4] Carroll, B.W., Ostlie D.A., 2007, An Introduction to Modern Astrophysics, second edition (Addison-Wesley)
- [5] Ceverino D., Klypin A. The Astrophysical Journal. 2009
- [6] Christopher J., Hernquist L. The Astrophysical Journal. 1994
- [7] Hernquist L. The Astrophysical Journal. 1990
- [8] Monaghan J.J., Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1992
- [9] Muñoz, J.C., 2005, Estudio de la Dinámica de Sistemas de Galaxias en Interacción: EL Caso de AM2229-735 (Tesis de Pregrado en Física)
- [10] Muñoz, J.C., 2008, Studying Star Formation in Evolving Galaxies Through Simulations of Formation of Large Scale Structure in the Universe (Tesis de Maestría en Física)
- [11] Pfalzner, S., Gibbon P., 1996, Many-Body tree methods in physics (Cambridge University Press)
- [12] Scannapieco C., White1 S., Springel V, Tissera P. Mon. Not. R. Astron. Soc. 2009
- [13] Springel V., Hernquist L., Mon. Not. R. Astron. Soc. 2003
- [14] Springel V., Mon. Not. R. Astron. Soc. 2005
- [15] Springel V, 2003, User Guide for GADGET-2
- [16] Springel V, 2003, Brief Guide for GADGET-2