

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA
FACULTAD DE CIENCIAS



FUSIONES DE GALAXIAS ESPIRALES
Y
EL PLANO FUNDAMENTAL DE LAS
GALAXIAS ELÍPTICAS

TESIS

Que se presenta para obtener el Título de:

FÍSICO

RAFAEL CARLOS REYNAGA LÓPEZ

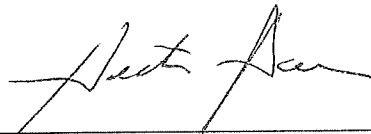
Ensenada, Baja California. México. Mayo de 2006

**FUSIONES DE GALAXIAS ESPIRALES Y EL PLANO FUNDAMENTAL DE
LAS GALAXIAS ELÍPTICAS**

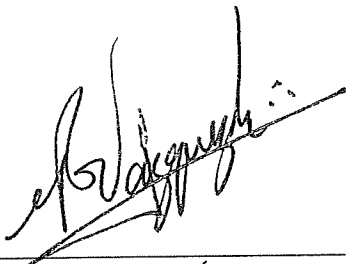
**TESIS
QUE PRESENTA:**

RAFAEL CARLOS REYNAGA LÓPEZ

Aprobado por:



**DR. HÉCTOR ACEVES CAMPOS
SINODAL PRESIDENTE**



**DR. ROBERTO VÁZQUEZ MEZA
SINODAL SECRETARIO**



**M. C. LORENZO OLGUÍN RUIZ
SINODAL 1ER. VOCAL**

Agradecimientos

Agradezco primeramente a mi padre, Rafael Reynaga Millán, por jamás cuestionar mis decisiones ni imponerme las suyas, sino al contrario, siempre estando a mi lado al pendiente de mi futuro, por enseñarme el camino a como ser una persona de bien; a mi madre Trinidad López Guzmán, por estar al pendiente de mí en cada momento de mi vida, por sus invaluable consejos y esas platicas interminables. A ambos doy gracias por jamás haberme sentido solo, ni con carencias, por sus principios inculcados, por su cariño, su amistad y apoyo de toda índole. A ellos, que son motivo de mi orgullo y admiración y que algunos tienen la distinción de llamarlos amigos, pero yo tengo el honor de llamarlos padres.

A mi director de tesis Dr. Héctor Aceves Campos por brindarme su confianza, apoyo y guía durante la realización de este proyecto, por ser una gran persona y un muy buen amigo. Espero me disculpe por haberle hecho pasar algunos corajes.

Agradezco todos los beneficios otorgados por el Instituto de Astronomía de la UNAM (Campus Ensenada) durante estos años, uso de biblioteca, recursos de cómputo, etcétera, gracias a toda la gente que ahí trabaja.

A mi Alma Mater la Universidad Autónoma de Baja California en particular a la Facultad de Ciencias por la formación recibida durante mis años de estudiante en la carrera de Física y a todos los maestros que contribuyeron para tal fin. Muy particularmente al Harvy (otra vez) y a Lerma, a mi profe Gloria, a mi Tutor durante la carrera Romo, a Villavicencio y al Álvaro; todos ellos muy buenos maestros y muy buenos amigos.

A mis Sinodales Dr. Roberto Vázquez Meza y M. C. Lorenzo Olguín Ruiz por aceptar serlo y mostrarse accesibles para aclararme varias dudas.

A mi hermano Erick Reynaga, por ser todo lo que me faltó a mí, por su amabilidad, por su apoyo incondicional, por su interés en mi vida. Por ser un orgullo para mí. A todos mis familiares en Mexicali, por su preocupación cariño y apoyo, en especial a mi tía Becky y la Familia Quintero Reynaga, y a mi abuela Diana Guzmán.

A mis super camaradas capitalinos, Rodrigo Yáñez (el famosísimo rorro), Luis Martínez (el largo), Juan Reyes (el juanillomen), Gilberto Gallardo (el beto) y a Emilio Santiago (el torta) por su amistad y apoyo de muchos años, los “grandes momentos de estupidez” y por “increíblemente” mostrarse interesados al momento de decirles que iba a estudiar esta carrera.

A mi generación, el Axel Rosas por ser compañero de estudio, de equipo y de casa; y a Héctor Arias por ser compañero de “segunda profesión”, ambos grandes amigos.

A mi Technical Support, Sergio Arregui (el pollo), por su gran apoyo en la realización de esta tesis, por ser un buen amigo y roomy. Al Paco Beretta y al Martain por su amistad y sus conocimientos de linux, computación y fichita.

A mi gran amiga Minerva Muñoz, por su amistad, por aguantarme, escucharme y aconsejarme en muchas ocasiones. A Karla Escalante por sus consejos, su apoyo y amistad, además de servir de “cupido”.

A todos los compañeros en estos últimos años: Elen Portillo, Carlos Siqueiros, Víctor Manuel Rodríguez, Ivonne Hernández, Alejandro González, Lizz González, Paola Batta, Javier Magallón, José Romo, Julio Rodríguez, Ángel Zayola, José Manuel Rodríguez, Georgina Benítez, Sukey Sosa y Silva, Luis Siero.

A mis tíos Julio Valdés y Josefina Barrera, por su hospitalidad durante los primeros años en Ensenada.

Por último quisiera agradecer a Laura Rascón, por ser parte de mi vida en estos últimos años, por su apoyo, su cariño y amistad, por sus consejos, su compañía; por entrar tanto en mi vida y convertirse en una persona que siempre estará en mi corazón; gracias a su familia, en especial a Francisco Rascón, por su amabilidad y buen trato, y por los juegos de baseball.

Índice general

Agradecimientos	I
Indice de Tablas	V
Indice de Figuras	VI
1. Introducción	1
1.1. Motivación	1
1.2. Plan de la Tesis	2
2. Galaxias Espirales	3
2.1. Fotometría	3
2.2. Estructuras	6
2.3. Cinemática	8
2.4. Materia Oscura	10
2.5. Modelo de Formación de Galaxia de Disco	12
3. Galaxias Elípticas	16
3.1. Fotometría	16
3.2. Formas	18
3.3. Cascarones	19
3.4. Cinemática Estelar	20
3.5. Correlaciones de Parámetros	23
3.6. El Plano Fundamental	24
3.7. Formación de Elípticas	26
4. Simulaciones de N-cuerpos	28
4.1. Introducción	28
4.2. Propiedades de las Galaxias	28
4.2.1. Modelo Numérico	29
4.3. Condiciones Iniciales y Experimentos	31
4.3.1. Condiciones Iniciales	31
4.3.2. Código de N -cuerpos	33

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	IV
5. Resultados y Discusión	35
5.1. Secuencia Temporal de una Fusión	35
5.2. Perfiles de Densidad Superficial	37
5.3. Plano Fundamental Teórico	40
6. Conclusiones	44
Bibliografía	45

Índice de tablas

4.1. Propiedades de las Galaxias Iniciales	31
--	----

Índice de figuras

2.1. Galaxias espirales	4
2.2. Galaxia con “bulbo” en forma de “cacahuete” NGC 128.	5
2.3. Galaxias de Gran Diseño y Flocculentas	6
2.4. Galaxia barrada NGC 1300	7
2.5. Curvas de rotación	8
2.6. Relación de Tully-Fisher	9
2.7. Curva de rotación con halo oscuro	10
2.8. Perfil de Navarro, Frenk y White	11
3.1. Galaxia elíptica M87	17
3.2. Perfiles de Sérsic de galaxias E	18
3.3. Isofotas de elíptica triaxial	19
3.4. Cascarones en galaxias E	20
3.5. Distribución de velocidades en galaxias E	21
3.6. Mapas cinemáticos en 2D de galaxia NGC 4365	22
3.7. Relación Faber-Jackson en elípticas	23
3.8. Plano Fundamental de galaxias E	25
3.9. Representación 3D del PF	25
3.10. Galaxias en interacción	26
3.11. Simulación de fusión de galaxias	27
4.1. Relación TF teórica	30
4.2. Realización azarosa de galaxia espiral numérica	32
4.3. Condición inicial del un encuentro entre galaxias	34
5.1. Evolución temporal de una fusión	36
5.2. Perfil de Sérsic de remanente <i>M02</i>	38
5.3. Perfil de Sérsic de remanente <i>M02</i>	39

ÍNDICE DE FIGURAS

VII

5.4. Coeficientes del Plano Fundamental en simulaciones	41
5.5. Representación 2D del PF obtenido	42

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación

Un aspecto fundamental para la cosmología es identificar y entender los mecanismos que han dado origen a la estructura a gran escala del Universo y a la formación de galaxias [1].

En el paradigma actual de la agregación jerárquica de estructuras, para formar conglomerados mayores de galaxias, [2, 3, 4, 5], resulta natural que las galaxias elípticas se formen a través de la fusión de galaxias espirales; tal como fue planteado originalmente por Toomre [6]. Si bien esta idea ha encontrado muchos elementos observacionales y teóricos [7, 8, 9, 10] existen varios puntos que no han sido resueltos satisfactoriamente [11, 5].

Por ejemplo, White [11] menciona que uno de los obstáculos para una aceptación plena en la comunidad científica astronómica de la hipótesis de Toomre, es el explicar varias correlaciones muy restrictivas que son observadas en las elípticas. En particular el llamado plano fundamental (PF) que establece una correlación lineal entre la escala radial luminosa, la densidad de brillo central y la dispersión de velocidades central en este tipo de galaxias [12, 13, 14, 15]. Resulta la pregunta de cómo una relación tan fuerte observada pudiera ser descrita por un proceso tan estocástico como pueden ser los encuentros entre galaxias.

Existen diversos trabajos [16, 17, 18] que han abordado el problema de reproducir el PF utilizando fusiones de galaxias espirales. Sin embargo, tales trabajos no logran de manera adecuada reproducir el PF. Una de las características de estos trabajos es que no consideran la presencia de un disco en sus simulaciones, ni las propiedades de sus modelos están justificadas dentro de un contexto de formación de galaxias. Es

probable que lo anterior sea la razón por la cual no se logra reproducir adecuadamente el PF.

En esta Tesis se investigará si es factible reproducir el PF de galaxias elípticas, utilizando simulaciones numéricas de N -cuerpos con galaxias cuyas propiedades satisfacen relaciones observacionales y motivadas en un escenario cosmológico [19, 20]. Se espera que con estas condiciones más realistas se pueda encontrar un PF teórico más consistente con las observaciones. En tal caso, constituiría un apoyo adicional a la hipótesis de Toomre y a la teoría de formación de estructuras por agregamiento jerárquico.

1.2. Plan de la Tesis

A continuación se expone lo que será el contenido de esta Tesis. En el Capítulo 2 se exponen algunas características generales de las galaxias espirales, tanto fotométricas como cinemáticas. Asimismo, se bosqueja el modelo de Mao, Mo & White [19] para la formación de discos dentro de un contexto cosmológico, y que será la base para la construcción de nuestros modelos numéricos de galaxias. En el Capítulo 3 se dan algunas propiedades observacionales de las galaxias elípticas, y de algunas correlaciones encontradas entre diversos parámetros que las caracterizan y se describe el PF. También se dan algunos argumentos observacionales y teóricos que hacen factible la hipótesis de Toomre.

En el Capítulo 4 se describen los modelos numéricos de galaxias utilizados y se presentan algunas de sus propiedades. En el Capítulo 5 se presentan los resultados obtenidos, los ajustes realizados a los remanentes para obtener los parámetros que forman el PF, y se discuten los resultados. Finalmente, en el Capítulo 6 se exponen las conclusiones de esta Tesis, así como posibles líneas de investigación para un futuro.

Capítulo 2

Galaxias Espirales

Las galaxias espirales toman su nombre obviamente, por los espectaculares brazos espirales que giran alrededor de un disco muy delgado, formando una estructura muy aplanada. Los brazos se unen a un bulbo central (la componente más brillante), de forma elipsoidal y mucho menos aplanada que el disco, es este bulbo el que le da por ejemplo, forma hinchada al centro de la galaxia espiral vista de perfil. En la Figura 2.1 se muestran dos ejemplos de galaxias espirales. Las siguientes referencias generales [8, 9, 21, 22, 23] se utilizaron en este Capítulo.

2.1. Fotometría

Los perfiles radiales de muchas galaxias de disco pueden ser adecuadamente ajustados por una superposición de un disco exponencial y un bulbo con perfil de *Vaucouleurs*. Aunque tales descomposiciones no son siempre únicas, los resultados apoyan la noción que las galaxias de disco son sistemas compuestos. No obstante, hay galaxias espirales que carecen de un bulbo apreciable.

Fuera de sus centros, las galaxias de disco típicamente tienen perfiles luminosos exponenciales

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \exp(-R/R_d) \quad (2.1)$$

donde Σ_0 es la densidad de brillo central (extrapolada), y R_d la escala radial del disco. Tal ley de distribución produce una línea recta en un diagrama de brillo superficial en magnitudes por arcsec^2 contra el radio, ya que $\log \Sigma(R)$ cae como una función lineal de R . A radios pequeños, el perfil luminoso se puede desviar ya sea arriba o abajo de la ley exponencial. A radios grandes, los discos galácticos están usualmente truncados; el brillo superficial cae rápidamente a cero más allá de $R \gtrsim 4R_d$.

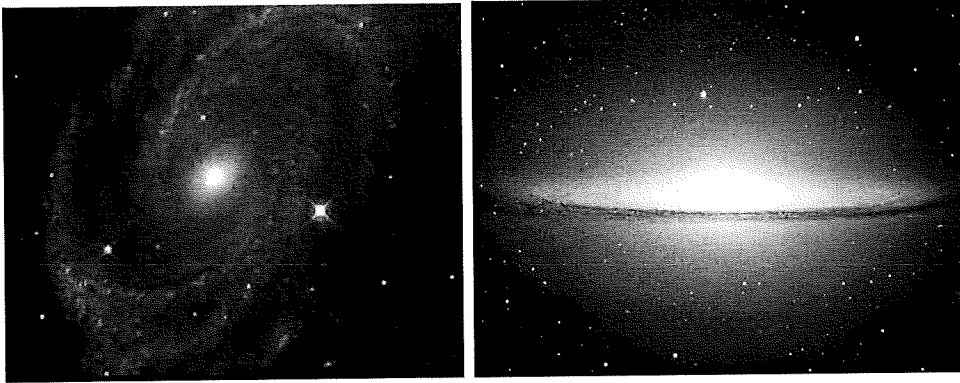


Figura 2.1. Galaxias Espirales: a) NGC4603 tipo Sc y, b) M104, la galaxia del sombrero tipo Sa, vista de canto

Los estudios de galaxias de disco vistas de canto muestran que la mayor parte de la luminosidad proviene de un componente relativamente delgado. Observaciones ópticas, aunque complicadas por el polvo que se encuentra más o menos en el plano de las espirales, sugieren que la distribución perpendicular al disco está razonablemente bien descrita por un perfil $\text{sech}^2(z)$, que corresponde a una laja autogravitante en equilibrio con una dispersión de velocidades Gaussiana independiente de z . Más aún, la escala vertical del disco, z_d , no varía mucho con el radio. Por otro lado, observaciones en el infrarrojo, que son capaces de penetrar el polvo, sugieren una concentración un poco mayor del perfil en $z \approx 0$ [9, 8].

Combinando estos resultados se encuentra la ampliamente utilizada fórmula para distribución 3D de brillo de los discos galácticos [9, 8]

$$\rho(R, z) = \rho_0 \exp(-R/R_d) \text{sech}^2(z/2z_d) \quad (2.2)$$

donde ρ_0 es la luminosidad en el centro; aquí se ha supuesto que podemos convertir la luminosidad a masa a través de un factor constante llamado razón masa-luminosidad M/L . Mientras que la función vertical tiene una justificación teórica, la función radial es estrictamente empírica, y solamente probada en un rango relativamente pequeño de brillo superficial en las galaxias espirales.

Cuando los perfiles exponenciales son extrapolados al centro, el rango de brillos superficiales obtenidos es bastante pequeño; con un valor de $\approx 26.65 \pm 0.3 \text{ mag arcsec}^{-2}$ en la banda B. Sin embargo este resultado es parcialmente un efecto de selección: las galaxias de disco con bajo brillo superficial no son fácilmente detectadas. Más aún, parte de la luz atribuida a los discos puede de hecho provenir de su componente esferoidal central (bulbo).

Algunas galaxias vistas de canto parecen tener discos “gruesos”. Estas son componentes con aplanamientos intermedios entre lo que es un disco y un bulbo.



Figura 2.2. Galaxia con “bulbo” en forma de “cacaahuete” NGC 128.

El disco grueso es la diferencia que resulta de ajustar un perfil de brillo de un disco delgado del tipo (2.2) y del brillo observado.

Los colores de los discos galácticos no revelan ninguna tendencia sistemática con el radio o la luminosidad total, como se observa en las galaxias elípticas. En general, las galaxias espirales se tornan más azules (poblaciones más jóvenes) al incrementar el radio; pero esto probablemente refleja una disminución de la contribución de los bulbos a radios grandes.

En galaxias tales como NGC 4594, con bulbos que dominan la luz total, el parecido morfológico entre los bulbos y las galaxias elípticas es bastante similar. Los bulbos tienen perfiles luminosos que son bien aproximados por un perfil $R^{1/4}$.

Las formas de las isofotas de los bulbos proveen evidencia de que al menos algunos de estos objetos no son simplemente elípticas que han adquirido discos. Los bulbos vistos en galaxias de canto son usualmente tipo “boxy” (de caja), y en algunos casos las distorsiones isofotales son tan extremas que los bulbos presentan una forma de “cacaahuete”; por ejemplo, en NGC 128 (Figura 2.2).

Los colores de los bulbos son generalmente similares a los de las galaxias elípticas de la misma luminosidad, y en la extensión de que los gradientes de color pueden ser medidos en la presencia de un disco, los bulbos muestran gradientes de color similar a los encontrados en elípticas.

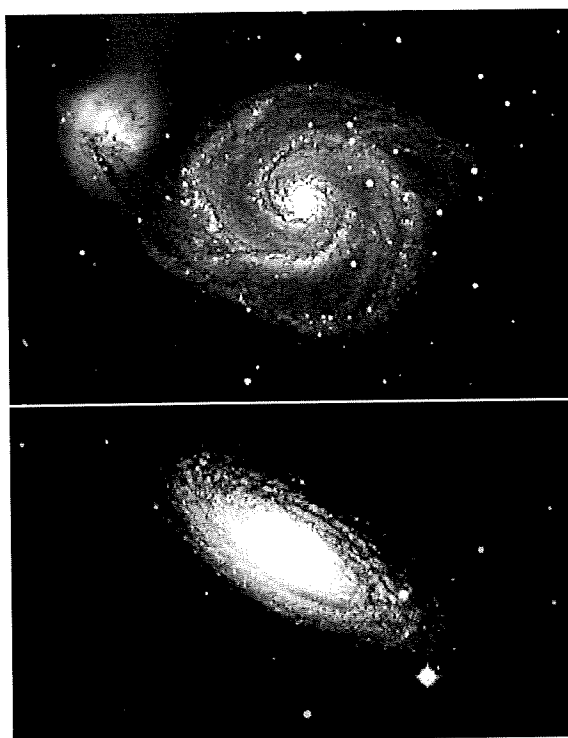


Figura 2.3. Galaxias de disco. M51 del tipo “gran diseño” (arriba) y NGC 2841 (abajo) del tipo flocculenta.

2.2. Estructuras

Las galaxias de disco exhiben una gran variedad de estructura espiral, un punto reconocido en la clasificación de de-Vaucouleurs. Las espirales de “gran diseño”: tienen un patrón algo regular dominado por un par de brazos colocados simétricamente. Tales espirales usualmente se encuentran en galaxias con compañeras cercanas, como M51; tales brazos parecen ser el resultado de interacciones de marea [9, 8]. Las galaxias “flocculentas” tienen muchos “brazos” espirales pequeños, sin ningún patrón regular; tal como en NGC 2841 (Figura 2.3).

El ángulo ψ entre la línea que “define” un brazo espiral y la tangente a un círculo de radio galáctico constante es conocido como el ángulo “pitch” del brazo. De acuerdo a la clasificación de Hubble de galaxias espirales, las tipo Sa tienen brazos muy cerrados mientras en las Sc son bastante abiertos. Si ψ es (Figura 2.4) independiente del radio entonces el brazo traza una espiral logarítmica, definida por

$$\ln R = (\tan \psi)\theta + \text{cte} \quad (2.3)$$

en coordenadas polares (R, θ) .

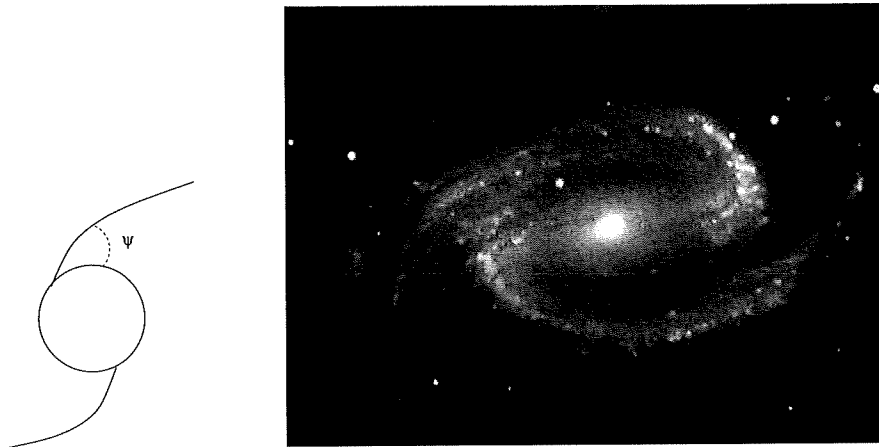


Figura 2.4. (Izquierda) Ángulo de paso o “pitch angle” del inglés ψ . (Derecha) Galaxia barrada NGC 1300.

Los brazos espirales son usualmente sitios de formación estelar. Cualquiera que sea el tipo de espiral, la cantidad total de estructura está íntimamente correlacionada con la luminosidad total de la galaxia; las más brillantes tienden a tener patrones espirales bien definidos, mientras las menos parecen más irregulares.

Una gran cantidad de galaxias espirales tienen *barras*; estructuras lineales angostas que cruzan la “cara” de la galaxia. En galaxias tipo Sa y más tardías la barra usualmente está conectada con un patrón espiral que se extiende a radios bastante grandes; como en el caso de NGC 1300 (Figura 2.4).

Vistas de frente, las barras tienen razones de ejes de $a/b \gtrsim 2$. El brillo superficial dentro de la barra es relativamente constante. Algunas barras parecen estar cortadas como en cuadros en sus extremos. La forma 3D de las barras es difícil de determinar, pero muchas parecen no ser más gruesas que los discos donde se encuentran; de ser así, entonces las barras parecerían ser sistemas triaxiales.

Las barras en galaxias vistas de canto son difícil de detectar fotométricamente. Sin embargo, algunas huellas cinemáticas de los potenciales de las barras han sido utilizadas para inferir su presencia en algunos sistemas vistos de canto.

Es de hacerse notar que en tales galaxias vistas de canto las barras parecen estar asociadas con bulbos tipo “caja” o “cacahuete”; como la galaxia NGC 128 (Figura 2.2). Esta asociación sugiere que tales bulbos pudieron haber sido producidos por la evolución de las barras galácticas, posiblemente debido a una inestabilidad dinámica actuando sobre las mismas.

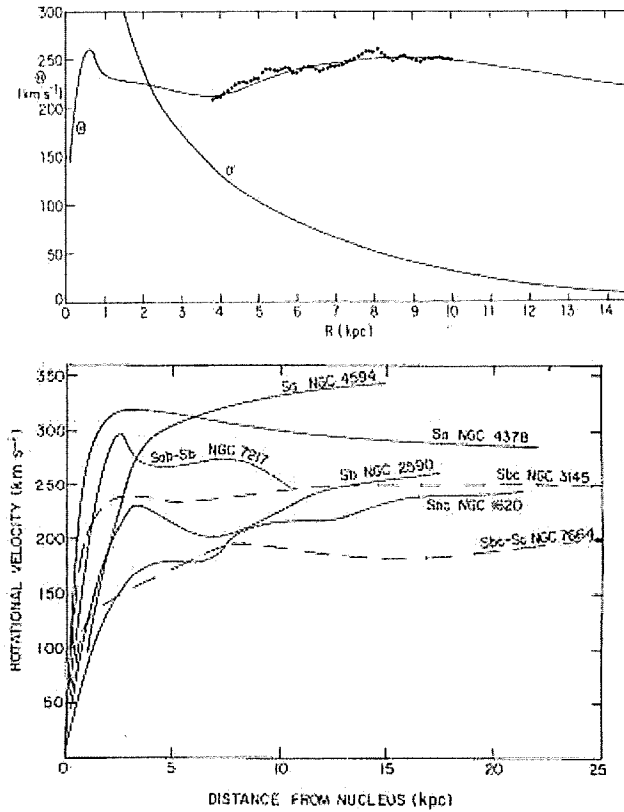


Figura 2.5. (Arriba) Curva de rotación de nuestra galaxia. El eje X indica la distancia al centro de la Galaxia, en kpc, y el eje Y la velocidad en km/s. (Abajo) Ejemplos de curvas de rotación observadas en otras galaxias.

2.3. Cinemática

Los discos galácticos se encuentran en rotación. Observaciones antiguas solamente podían revelar la curva de rotación de las partes más brillantes de las galaxias; estas típicamente muestran un crecimiento relativamente rápido con el radio antes de llegar a un valor constante. Suponiendo que las velocidades de rotación cayeran como $v(r) \propto r^{-1/2}$ (curva Kepleriana) a grandes radios, los astrónomos derivaban masas totales para las galaxias espirales comparables a las masas de las estrellas visibles (Figura 2.5).

Al avanzar las técnicas observacionales, sin embargo, el decaimiento Kepleriano esperado en las curvas de rotación no fue encontrado. Estudios en el óptico mostraron que las curvas de rotación se mantenían relativamente constantes hasta radios $R \approx (4 - 5)R_d$.

Después, al utilizar observaciones en el radio, se lograron medir curvas de rotación

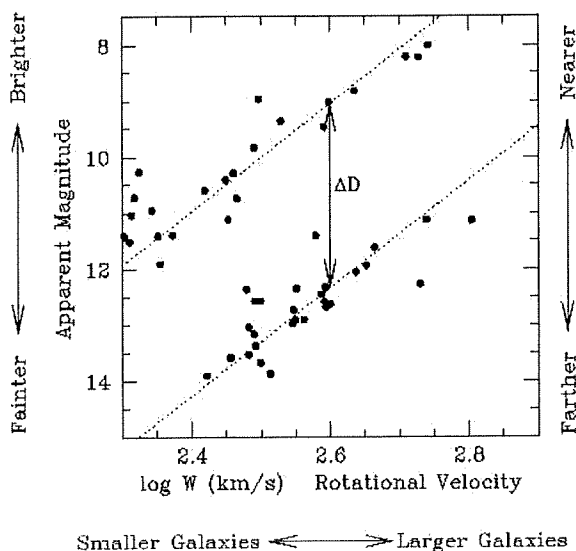


Figura 2.6. Relación de Tully-Fisher observada. En el eje X está el ancho de la línea observada, asociada a la velocidad de rotación, y en el eje Y la magnitud aparente. Lo que indica la relación de TF es que las galaxias menos brillantes tienden a rotar menos rápido. Cada línea punteada corresponde a una muestra de galaxias espirales dadas; la “superior” corresponde a galaxias más cercanas. *Fuente:* <http://www.astro.ucla.edu/shoko/tf.html>

descritas por las trayectorias del hidrógeno neutro (HI). Se confirmó con esto que las curvas de rotación se mantenían planas a distancias varias veces más grandes que las determinadas por observaciones en el óptico.

De hecho, no parece haber curvas de rotación que sigan por buen intervalo de distancias una caída Kepleriana (Figura 2.5). Consecuentemente, no es factible estimar la masa total de una galaxia de disco.

Las galaxias espirales obedecen un número de correlaciones entre diferentes parámetros. Un ejemplo importante es la relación de Tully-Fisher (TF), una correlación entre la velocidad de rotación y la luminosidad total de las galaxias de disco. Se encuentra que

$$L \propto W^n, \quad n \approx 3 \quad \text{en la banda B,} \quad (2.4)$$

donde W está asociada directamente con la velocidad de rotación de la galaxia (Figura 2.6). No existe una explicación plenamente aceptada del por qué de la relación TF. No obstante, al ser una correlación muy fuerte, es utilizada para medir distancias a galaxias de disco y como restricción a los modelos de formación de galaxias.

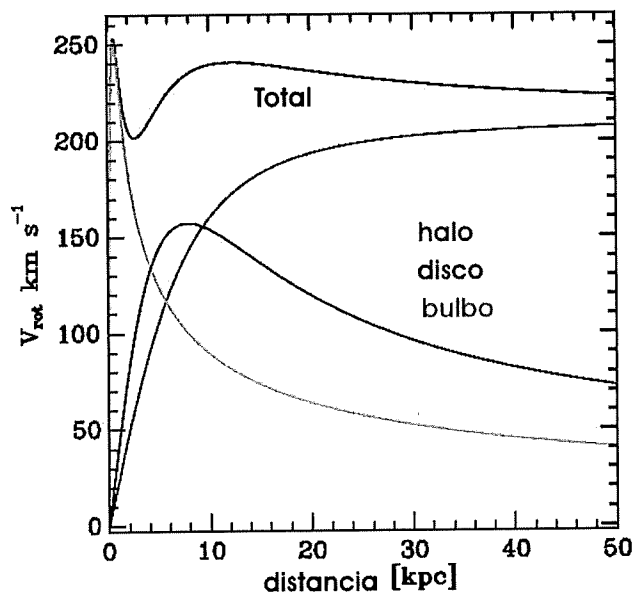


Figura 2.7. Modelo para una curva de rotación plana, el cual incluye un halo oscuro, un disco y un bulbo. En la figura se muestran las contribuciones de los distintos componentes y la curva total.

2.4. Materia Oscura

Las curvas de rotación de galaxias de disco aumentan rápidamente en sus partes interiores y luego se mantienen relativamente planas hasta el último punto medido. Para explicar estas observaciones dentro de la teoría Newtoniana se requiere de una cantidad considerable de materia adicional. De la mecánica clásica sabemos que

$$V_c = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad (2.5)$$

por lo que si requerimos que la velocidad circular o de rotación permanezca constante a medida que se aleja uno de la galaxia, se sigue entonces que la masa crezca

$$M \propto r. \quad (2.6)$$

Lo cual indica que debe existir una cantidad apreciable de materia que no es detectada en ninguna longitud de onda. Esto fue el primer indicio claro de la llamada “materia oscura” (Figura 2.7).

Aunque las formas planas de las curvas de rotación implican la presencia de grandes cantidades de materia oscura, no proveen de información sobre la *forma*

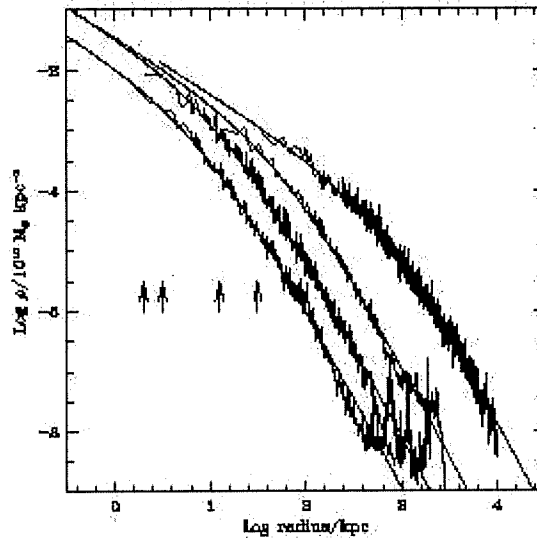


Figura 2.8. Perfiles $\rho(r)$ de NFW inicialmente obtenidos en simulaciones cosmológicas. La pendiente asintótica en la región interna es $\gamma = -1$ para este tipo de perfil

de su distribución. Las órbitas de gas en un disco proveen de cierta información sobre la forma de los halos oscuros que las rodean.

El gas se asienta en órbitas cerradas y que no se intersectan [8]. En una distribución axisimétrica, tales órbitas serán circulares, pero un halo no axisimétrico forzará al gas a órbitas no circulares. Los halos oscuros no axisimétricos también pueden causar distorciones ovals en algunas galaxias de disco y asimetrías cinemáticas en el movimiento del gas HI. También, algunas asimetrías en las órbitas del HI observadas en nuestra galaxia han sido asociadas a un halo triaxial en rotación. Por otro lado, halos no axisimétricos tienden a incrementar la dispersión observada alrededor de la relación de Tully & Fisher.

En general, no se tiene claro aún la forma que los halos oscuros tienen. Una buena aproximación a la distribución de materia oscura es la predicha por simulaciones cosmológicas de materia oscura fría (i.e., no relativista). En estas simulaciones se encuentra que la densidad puede ser descrita por un perfil del tipo [9, 8, 24]

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(r/r_s)^\gamma (1 + r/r_s)^{(3-\gamma)}} \quad (2.7)$$

donde r_s es un radio de escala y γ la pendiente interna del perfil. Para el caso particular $\gamma = 1$ se tiene el llamado perfil de Navarro, Frenk y White (NFW,[24]) (Figura 2.8).

La evidencia observacional indica que los halos oscuros son muchas veces más masivos y extendidos que las partes visibles de las galaxias. La tesis de la existencia de

un halo oscuro se encontraría en problemas si sólo se basara en el gas que circunda a las galaxias espirales. Sin embargo existe amplia evidencia a partir de otras observaciones y argumentos teóricos [9, 25, 26, 27].

En la Vía Láctea, los máximos de las velocidades estelares en la vecindad solar implican que nuestra galaxias tiene un potencial gravitacional más profundo que el que sólo la materia visible (en cualquier longitud de onda) puede generar. Las velocidades de los cúmulos globulares y galaxias satélites no muestran la caída con el radio esperada de un potencial Kepleriano. Por otro lado, las fuerzas de marea requeridas para explicar los truncamientos de estos sistemas y el observado en el gas de las Nubes de Magallanes demandan muchas más materia de la que se puede observar en estrellas y gas.

El movimiento actual de la Vía Láctea y M31 (Andrómeda), la una hacia la otra, implica una masa total al menos unas diez veces más que la presente en sus componentes luminosas. Por último, no solo el gas y las estrellas responden al campo gravitacional de la materia oscura, sino también la luz al atravesar los halos galácticos. En estas situaciones, se han encontrado distorsiones de galaxias del fondo debidas a que la luz proveniente de ellas es alterada por un efecto de lente gravitacional; de este tipo de estudios se encuentra que los halos de las galaxias espirales normales son al menos de $\approx 100kpc$ de radio.

2.5. Modelo de Formación de Galaxia de Disco

En esta sección se describe de manera general el modelo de Mo, Mao y White (1998) para la formación de una galaxia de disco. Para los detalles del mismo se sugiere revisar el artículo [19] donde se dan detalles al respecto.

En la teoría de formación de estructuras [1] se considera que las primeras galaxias o protogalaxias se formaron en picos de densidad en el universo; el cual es homogéneo a gran escala. Estas sobre densidades tenían una densidad local ρ mayor que la del universo ρ_u , y evolucionaron de manera casi aislada del resto del mismo. Tales picos de densidad se vieron amplificados por la interacción gravitacional, dando origen a las regiones donde se formarían eventualmente las galaxias.

Estos picos de densidad estaban dominados por materia oscura. Se cree que la componente bariónica (gas y estrellas), al tener la capacidad de perder energía por radiación, comenzó a acumularse en el centro del pozo de potencial de grandes halos oscuros. Al ocurrir esto, y debido a la conservación del momento angular, se comenzaron a formar estructuras similares a los discos de las galaxias con posibles regiones luminosas concentradas similares a los bulbos.

Los halos oscuros donde se formaron estas protogalaxias, al estar en interacción con otros halos, adquirirían un momento angular intrínseco debido a las torcas inducidas por dicha interacción. Para caracterizar tal momento angular se introduce el parámetro de espín

$$\lambda = \frac{J\sqrt{|E|}}{GM^{5/2}} = \frac{\omega}{\omega_0} \quad (2.8)$$

donde J es el momento angular total del halo, E su energía, M su masa total y G la constante gravitacional. El parámetro λ es en esencia la razón de la velocidad angular del disco ω a aquella que tuviera si fuera solamente soportado por rotación centrífuga ω_0 ; i.e., si $\lambda > 1$ se destruiría un disco autogravitante.

Simulaciones cosmológicas de formación de estructuras conducen a un valor del parametro de espín medio

$$\lambda \approx 0.05 \quad (2.9)$$

con una distribución logarítmica normal relativamente independiente de la cosmología utilizada y de otros efectos.

Para un disco auto gravitante se tiene que $\lambda \approx 0.5$. Con el fin de formar un disco soportado por rotación, el material que dió origen a éste debió haberse colapsado por más de un factor de dos del que el teorema del virial permite; i.e., debieron ocurrir efectos disipativos para lograr esto. A medida que la energía es disipada, E decae y por lo tanto el espín λ aumenta.

Sin embargo, para aumentar λ por un factor de 10, la energía E tiene que bajar por un factor de 100; si J y M se conservan aproximadamente. Es decir, la protogalaxia debió haberse contraído por un factor de 100 aproximadamente. Con una escala radial del disco típicamente $R_d \approx (5 - 10)$ kpc, el radio de pre colapso debió estar entre 0.5 – 1 Mpc. Para colapsarse tal factor, una galaxia de masa $\approx 10^{11}M_\odot$ necesita un tiempo mayor que el tiempo de Hubble (edad del Universo).

Lo anterior indica que debió existir materia oscura en abundancia. Pero ¿cómo ayuda la materia oscura? Si la masa bariónica $M_b \ll M$, el potencial gravitacional está determinado fundamentalmente por la materia oscura; es decir, el disco sólo no es autogravitante. De la constancia del movimiento angular, $rv = \text{cte}$, se sigue que para obtener un disco soportado por rotación, la protogalaxia solo requiere colapsarse por un factor $1/\lambda$.

Si un halo oscuro satisface una curva de rotación plana V_c , entonces la masa interior dentro de un radio r y la densidad están dados por

$$M_r = \frac{V_c^2 r}{G} \quad \longrightarrow \quad \rho = \frac{V_c^2}{4\pi G r^2}. \quad (2.10)$$

En simulaciones cosmológicas, o modelos simplificados de colapso de estructuras, se encuentra que la densidad dentro del radio virial del halo es aproximadamente 200

veces la densidad media del universo. Es decir

$$\frac{M}{4\pi R_H^3/3} = 200 \frac{3H(z)^2}{8\pi G} \quad \longrightarrow \quad r_H = \frac{V_c}{10H(z)} \quad (2.11)$$

donde V_c es la velocidad circular asintótica y $H(z)$ es la “constante” de Hubble como función de la época cósmica; y que tiene distintas expresiones dependiendo de la cosmología considerada. La masa, energía y momento angular del halo están dados consecuentemente por

$$M_H = \frac{V_c^2 r_H}{G} = \frac{V_c^3}{10GH(z)}, \quad (2.12)$$

$$E_H = -M_H \frac{V_c^2}{2}, \quad (2.13)$$

ésta se obtiene del teorema del virial $E = -T$, y

$$J_H = \sqrt{2}\lambda M r_H V_c. \quad (2.14)$$

Suponiendo que una fracción f de la masa se colapsa para formar el disco, y que tiene el mismo momento angular específico, la masa del disco es

$$M_d = f M_H = \frac{f V_c^3}{10GH(z)}. \quad (2.15)$$

El momento angular específico del disco es

$$J_D = \int R V_c dM_H = 2\pi \int R V_c \Sigma(R) R dR = 4\pi \Sigma_0 V_c R_d^3 = 2M_D R_d V_c \quad (2.16)$$

donde Σ es el perfil de densidad superficial de materia (ec. 2.1). De lo anterior se sigue, suponiendo conservación del momento angular específico, que

$$\frac{J_D}{M_D} = 2R_d V_c = \frac{J_H}{M_H} = \sqrt{2}\lambda r_H V_c \quad (2.17)$$

$$\implies R_d = \frac{1}{2}\sqrt{2}\lambda r_H = \frac{\lambda V_c}{10\sqrt{2}H(z)}. \quad (2.18)$$

La densidad central de brillo superficial es entonces

$$\Sigma_0 = \frac{10f V_c H(z)}{\pi G \lambda^2} \quad (2.19)$$

Se puede expresar la masa del disco como

$$M_D = f M_H = f \frac{V_c^3}{10GH(z)} \quad (2.20)$$

y su luminosidad total como

$$L = \left(\frac{M}{L}\right)^{-1} f \frac{V_c^3}{10GH(z)}. \quad (2.21)$$

De las consideraciones anteriores se sigue:

1. $M_D \propto L \propto V_c^3$, independiente de λ , y explica la relación Tully-Fisher (ec. 2.4); si uno supone una razón masa-luminosidad relativamente constante.
2. Existe una fuerte dependencia del brillo superficial Σ_0 con el espín intrínseco del halo λ ; altos valores de λ conducen a galaxias de bajo brillo superficial y vice versa.
3. Para $\lambda = 0.05$, $V_c = 200$ km/s (típicas de galaxias espirales normales) conducen a una escala radial del disco de $R_d \approx 7$ kpc si se forman en la época actual ($z = 0$) y a una $R_d \approx 3$ kpc si se formó hace unos 8 Gyr ($z = 1$). Este último valor en buena concordancia con las escalas R_d típicas de galaxias espirales. La fuerte dependencia con la época de formación (z) indica que los discos debieron formarse a $z \sim 1$.

La suposición crítica que se hace en este modelo es que el momento angular específico se conserva. Esta hipótesis puede ser probada directamente en simulaciones cosmológicas. De hecho, tal suposición no está del todo justificada. Las simulaciones muestran que la componente gaseosa pierde una buena fracción de su momento angular.

En este modelo no se han considerado los bulbos de las espirales. Los bulbos parecen ser bastantes viejos y pudieron haberse formado en épocas muy tempranas; quizás del material que se acreció al centro y que tenía poco momento angular.

En los modelos que se utilizan en esta Tesis se parametriza lo anterior de tal manera que se satisfaga la restricción observacional impuesta por la relación de Tully-Fisher (ec. 2.4).

Capítulo 3

Galaxias Elípticas

En este Capítulo describimos algunas de las propiedades básicas de las galaxias elípticas (E) o “tempranas”. La mayor parte de la información vertida aquí es tomada de textos o artículos [9, 8, 23, 28]

En casi los últimos 20 años las ideas sobre las galaxias elípticas han cambiado radicalmente. Estas galaxias son mucho más complejas que lo que parecieron inicialmente. En la Figura 3.1 se muestra un ejemplo típico de este tipo de galaxias.

3.1. Fotometría

Tradicionalmente, las galaxias elípticas eran vistas como galaxias simples. Su distribución de luminosidad, o perfil de brillo, parecía seguir un perfil de de *Vaucouleurs* (ley $R^{1/4}$), que tiene la forma

$$I(R) = I_e \exp[-7.67(R/R_e)^{1/4}] \quad (3.1)$$

donde R es el radio espacial proyectado en el plano del cielo, R_e es el radio efectivo (aquel que contiene la mitad de la luminosidad total de la galaxia), e I_e el brillo efectivo [$I_e = I(R_e)$].

Esta es una “ley” empírica sin una justificación teórica fuerte. Aunque sistemas estelares que han sido sujetos durante su proceso de formación a campos gravitacionales que variaban fuertemente, pueden desarrollar perfiles que parecen reproducir la forma (3.1), pero esto depende de las condiciones iniciales usadas en las simulaciones numéricas de tales fenómenos.

En estudios fotométricos, con resoluciones de un segundo de arco, las galaxias elípticas parecen tener perfiles de luminosidad más aplanados en sus regiones centrales

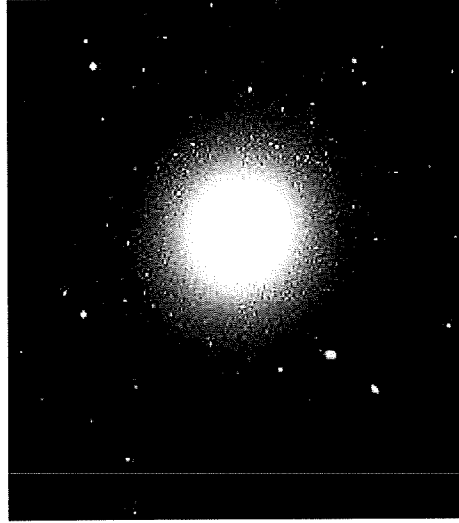


Figura 3.1. Galaxia elíptica llamada M87. Esta galaxia se encuentra en la región central del cúmulo de galaxias de Virgo.

a medida que $R \rightarrow 0$. Tales perfiles luminosos pueden ser descritos por un perfil de Hubble modificado

$$I(R) = \frac{I_0}{1 + (R/R_c)^2} \quad (3.2)$$

donde I_0 es el brillo central y R_c el radio “nuclear” (core, en inglés).

Más recientemente, con observaciones realizadas con el telescopio espacial Hubble, se ha encontrado que la existencia de “cores” de densidad superficial constante en el centro de las elípticas no es en general cierto. En algunos casos, con resoluciones angulares de $\approx 0.1''$, los perfiles de las elípticas presentan pendientes muy pronunciadas.

Se ha encontrado que los perfiles luminosos pueden ser descritos satisfactoriamente por un perfil de Sérsic [29], cuya forma es

$$I(R) = I_0 \exp[-b(R/R_e)^{1/n}] \quad (3.3)$$

donde n es el índice de Sérsic, y refleja el grado de curvatura del perfil luminoso y está asociado al grado de concentración de la luminosidad, y $b = b(n) \approx 2n - 0.32$ es un factor dependiente de n tal que hace que R_e sea precisamente el radio efectivo. Para el caso en que $n = 1$ se obtiene un perfil exponencial, característico de los discos de galaxias espirales, mientras que $n = 4$ reproduce el perfil de *de Vaucouleurs* (Figura 3.2).

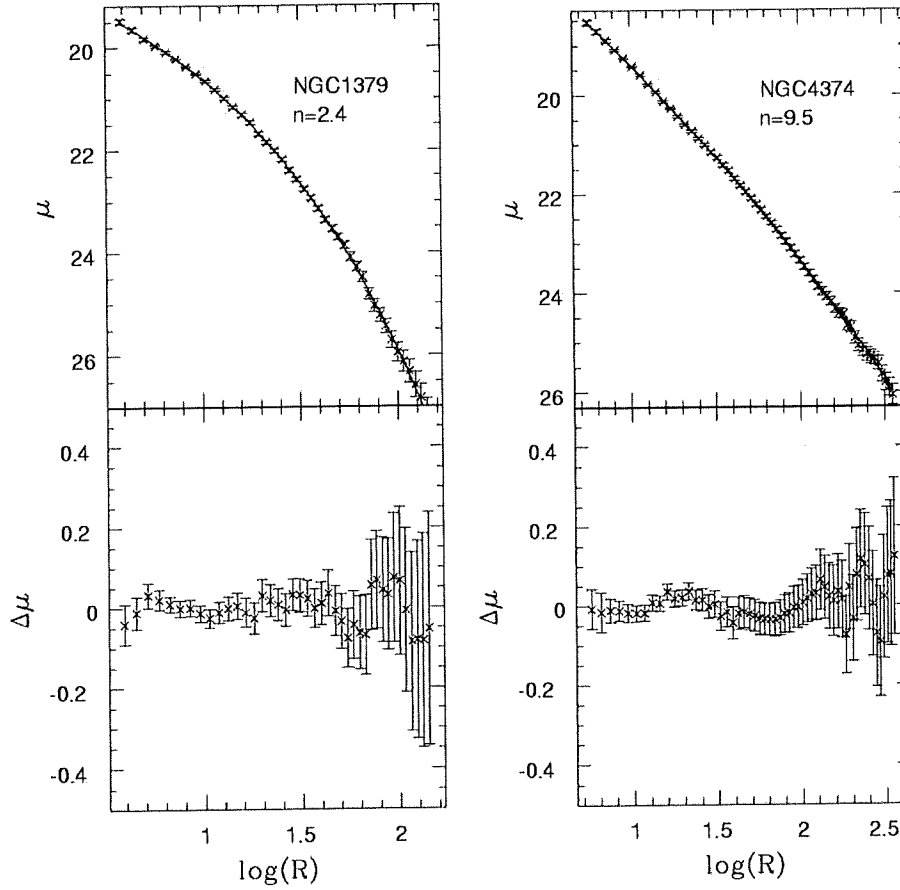


Figura 3.2. Ajustes de perfiles de Sérsic a dos galaxias. Los índices n están indicados. En la parte inferior de cada ajuste se muestran los residuos del mismo. Las unidades de R son arcsec, mientras que en el eje de las ordenadas son magnitudes en la banda azul B.

3.2. Formas

La elipticidad proyectada $\varepsilon = 1 - b/a$ está determinada por la medición del eje mayor (a) y menor (b) de una isofota; contorno de igual brillo, análogo a una superficie equipotencial en electromagnetismo. Los resultados varían entre $\varepsilon = 0$ y 0.7. Aunque la elipticidad de una galaxia individual depende tanto del ángulo de visión de la misma, como de su forma intrínseca, se puede obtener información de la forma 3D de las galaxias elípticas a partir de estudios estadísticos de una muestra grande de observaciones.

Los estudios muestran que las formas 3D de las galaxias elípticas son en general triaxiales; es decir, con tres ejes de simetría (a, b, c) distintos (Figura 3.3).

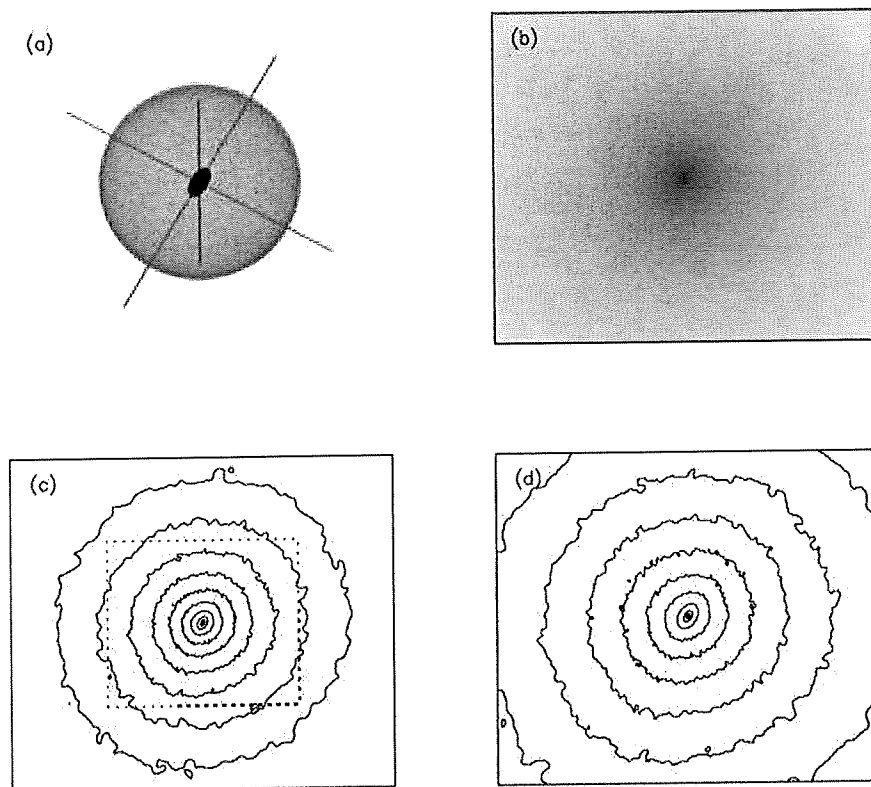


Figura 3.3. Proyección de un modelo de galaxia de forma triaxial. (a) Superficies de densidad 3D constante. La superficie exterior es oblata, con razones de ejes $x:y:z=1:1:0.46$; la superficie interna es triaxial, con razones de ejes $x:y:z=1:0.5:0.25$. (b) Imagen del brillo superficial proyectado. (c) Isofotas del brillo superficial. (d) Isofotas de la región central, delineada con una caja de línea punteada en (c). correspondientes.

3.3. Cascarones

La densidad de brillo de las galaxias E no siempre decrece suave y monotónicamente con el radio. Cuando un perfil luminoso suave se substrahe del brillo superficial observado, aparecen algunos “cascarones” (*shells*, en inglés) o “corrugaciones” (*ripples*, en inglés). Al parecer al menos un 17% de galaxias E tienen estructuras tipo cascarón, y la fracción real parece ser más del 44% (Figura 3.4).

Los cascarones tienen una distribución espectral característica de luz estelar. En muchos casos son más azules (estrellas jóvenes) que las galaxias a las que pertenecen. Los sistemas con cascarones tienen una gran variedad de morfologías.

Tanto los colores de los cascarones como su morfología variada pueden ser

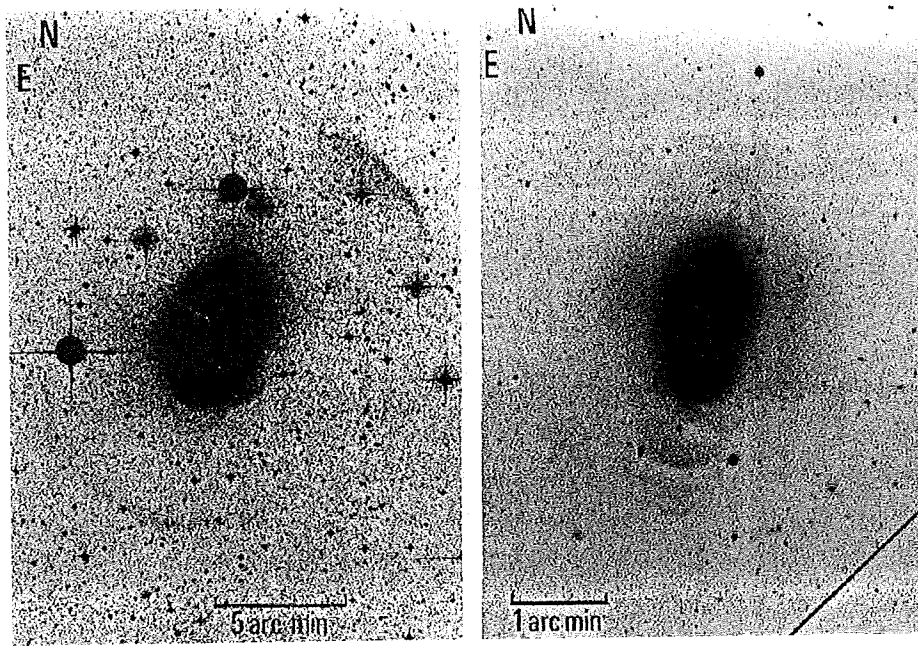


Figura 3.4. Cascarones observados en galaxias elípticas, mediante observaciones profundas. Se cree que estos cascarones son el resultado de una acreción de satélites o debido a una fusión de galaxias.

explicadas por eventos de acreción, en lo cuales una galaxia elíptica grande captura y destruye por fuerzas de marea una compañera pequeña. También se observan en simulaciones de fusiones de galaxias.

3.4. Cinemática Estelar

Los espectros de las galaxias elípticas muestran líneas de absorción similares a las que se observan en estrellas gigantes tardías, las cuales dominan la luz proveniente de sistemas estelares viejos. Sin embargo, éstas líneas están desplazadas y ensanchadas como resultado de movimientos estelares.

Mediante la operación de convolución de un espectro apropiado de un tipo de estrella con una Gaussiana es posible hacer coincidir el resultado con el espectro observado de una galaxia. El valor medio de la Gaussiana conduce al valor medio de la velocidad a lo largo de la "línea de visión" (V), mientras que la dispersión de la Gaussiana da información de la dispersión de velocidades estelares (σ).

Formalmente lo anterior se puede expresar como sigue. Si $S(\lambda)$, donde λ es la longitud de onda, es el espectro de una estrella típica de una galaxia E (e.g. estrella

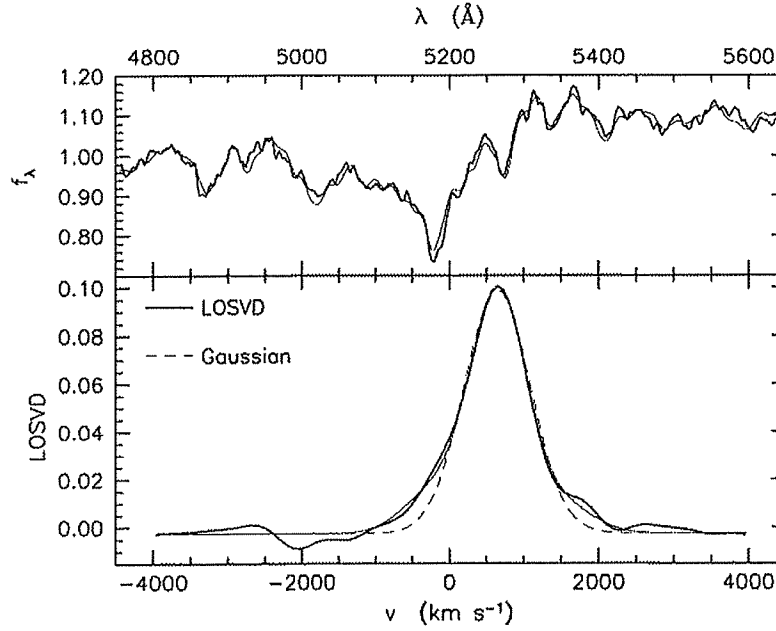


Figura 3.5. Distribución de velocidades a lo largo de la línea de visión en una galaxia elíptica. (Arriba) Espectro de galaxia G ajustado con la convolución de uno estelar S y la distribución de velocidades B . La línea gruesa es el G observado y la delgada representa el mejor ajuste usando una B dada. (Abajo) Distribución B que reproduce el espectro. La línea a trazos es una Gaussiana, mientras la continua una modificación a este tipo de forma.

K), y $G(\lambda)$ es el espectro observado de una galaxia, y $B(V, \sigma)$ es una caracterización de la distribución de velocidades (e.g. Gaussiana), entonces

$$G(\lambda) = S(\lambda) \odot B(V, \sigma) \quad (3.4)$$

donde el símbolo \odot representa la convolución entre las funciones S y B . Para resolver para B , que es lo que interesa, se aplica una transformada de Fourier tal que

$$\bar{G} = \bar{S} \cdot \bar{B} \quad (3.5)$$

donde la barra sobre las funciones indica la transformada. Aquí se aplica el teorema de que la transformada de una convolución de funciones es el producto de sus transformadas. Se puede obtener una estimación de B dividiendo en el espacio de Fourier

$$\bar{B} = \frac{\bar{G}}{\bar{S}}. \quad (3.6)$$

Generalmente se suele hacer un ajuste no lineal a una forma funcional de \bar{B} y luego regresar al espacio normal para obtener, por ejemplo, V y σ (Figura 3.5).

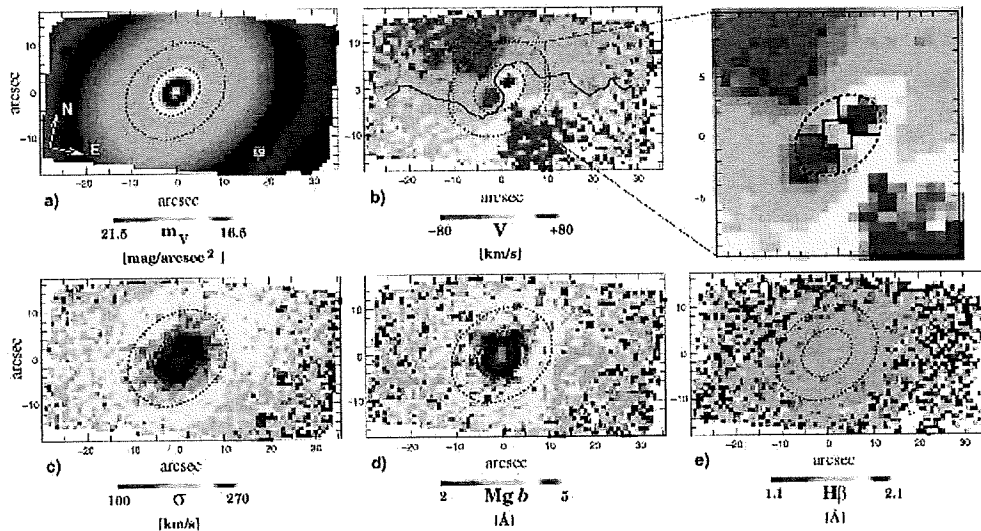


Figura 3.6. Mapas bi-dimensionales de la cinemática de la galaxia NGC 4365. (a) Perfil de brillo superficial indicado con distintas tonalidades de colores. (b) Mapa de la velocidad media como función de la posición XY . Nótese como en la región central existe un núcleo contra rotante. (c) Mapa de la dispersión de velocidades. Intensidades de algunas líneas espectrales observadas correspondientes al magnesio (d) y la línea $H\alpha$ del hidrógeno.

Al colocar una rendija espectroscópica a lo largo del eje mayor proyectado de una galaxia, se puede medir la velocidad media V y la dispersión de velocidades σ como función de la posición. Las velocidades de dispersión usualmente alcanzan un máximo en los centros de las galaxias y decaen a ambos lados. Las velocidades medias, relativas a las velocidades sistémicas de las galaxias debidas a la expansión del universo, generalmente presentan signos opuestos a ambos lados del centro, lo cual indica cierto grado de rotación.

En la mayoría de los casos, las mediciones por espectros están limitadas a regiones interiores al radio efectivo R_e . Las regiones interiores de las galaxias E en ocasiones exhiben una cinemática inusual. Por ejemplo, cerca de un cuarto de todas las galaxias E tienen regiones interiores que contra rotan o están desacopladas cinemáticamente del resto de las mismas (Figura 3.6). Estas regiones desacopladas parecen contener poblaciones estelares con una alta metalicidad. Además, estudios de alta resolución muestran que los núcleos desacoplados usualmente muestran algunas características como discos o anillos de gas y polvo.

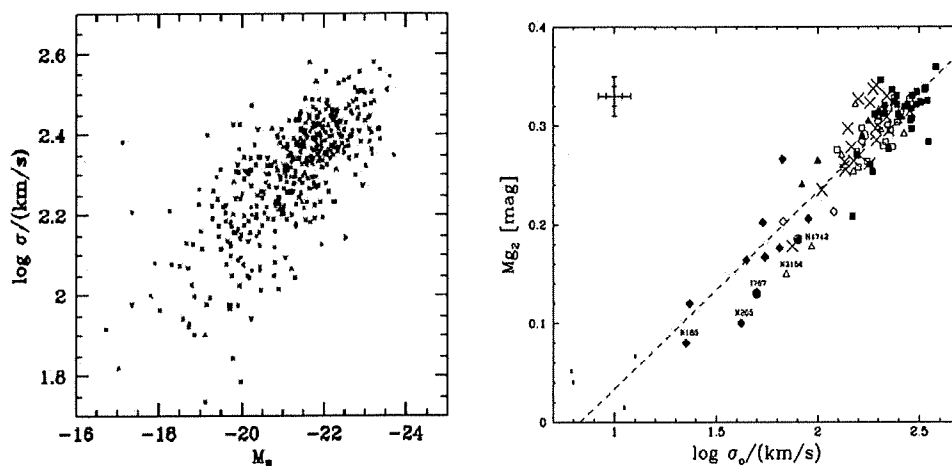


Figura 3.7. (Izquierda) Diagrama que muestra la velocidad de dispersión σ medida para un conjunto de galaxias E contra su magnitud total ($M_B \propto \log L$). Un ajuste lineal en las variables indicadas conducen a que $L \propto \sigma^4$ de manera aproximada. Esta es la relación de Faber-Jackson. (Derecha) Correlación entre un índice asociado a la presencia de metales en galaxias E (Mg_2) con σ .

3.5. Correlaciones de Parámetros

Las galaxias E exhiben una cantidad apreciable de correlaciones entre sus propiedades. Por ejemplo,

- Los colores integrados de las galaxias E muestran tendencias sistemáticas con la luminosidad: las galaxias más brillantes son más rojas.
- Las luminosidades de las galaxias E están altamente correlacionadas con sus velocidades de dispersión; esto es generalmente expresado como una ley de potencias:

$$L \propto \sigma^n$$

donde L es la luminosidad de la galaxia, y el índice $n \approx 4$. Esta es la llamada relación de Faber-Jackson (Figura 3.7, izquierda).

- La dispersión de velocidades está correlacionada con la abundancia de metales: las galaxias con mayor σ son más ricas en metales (Figura 3.7, derecha).

Estas tendencias pueden ser entendidas de manera general si los colores de las galaxias E están gobernadas por su metalicidad. En esta interpretación, las galaxias con alta σ tienen pozos de potencial más profundos, y son más eficientes en retener los metales (elementos pesados) producidos en explosiones estelares como supernovas.

De acuerdo a la relación de Faber-Jackson, tales galaxias también tienen más alta luminosidad. Finalmente, la mayor abundancia de metales de estas galaxias incrementan la cantidad de “line-blanketing” de la radiación UV y por lo tanto conducen a colores más rojos como se observa.

3.6. El Plano Fundamental

La mayor parte de la dispersión en la relación Faber-Jackson es *intrínseca*; refleja propiedades reales de las galaxias y no errores de medición. El análisis de datos observacionales de galaxias E obedecen una relación de la forma

$$R_e \propto \sigma^a I_e^b \quad (3.7)$$

con valores de $a \approx 1.4$ y $b \approx -0.9$. Esta es llamada el *plano fundamental* (PF) [12, 13, 15] ya que en un espacio en donde los ejes son $\log R_e$, $\log \sigma$ y $\log I_e$, las galaxias elípticas yacen en una superficie plana con una dispersión muy pequeña (Figuras 3.8, y 3.9).

Se puede dar la siguiente argumentación física aproximada sobre la existencia del plano fundamental. Si se tiene un sistema en equilibrio virial, se tiene

$$\sigma^2 \propto G \frac{M}{R} \quad (3.8)$$

donde G es la constante gravitacional, M la masa característica del sistema, y R es, por ejemplo, el radio medio de masa. En términos de la razón masa-luminosidad del sistema (M/L), lo anterior implica que

$$R \propto \sigma^2 I_e^{-1} (M/L)^{-1} \quad (3.9)$$

donde $M \propto R^2 I_e$. Se observa que las relaciones (3.7) y (3.9) son muy similares.

El hecho de que los exponentes para σ e I_e que aparecen en (3.9) no sean idénticos a los observados (3.7) puede ser explicado si se supone que el cociente M/L de las galaxias E es una función que varía lentamente con la masa de las mismas; los exponentes son consistentes con (3.9) si

$$(M/L) \propto M^{0.2}. \quad (3.10)$$

No obstante, los exponentes en (3.7) pueden ser también el resultado de un rompimiento de escalamiento lineal entre, por ejemplo, el radio medio de masa y el radio efectivo, o entre la masa total M y la masa luminosa de la cual se obtiene I_e . Esto es lo que se encuentra en esta Tesis, como se verá en el Capítulo 5.

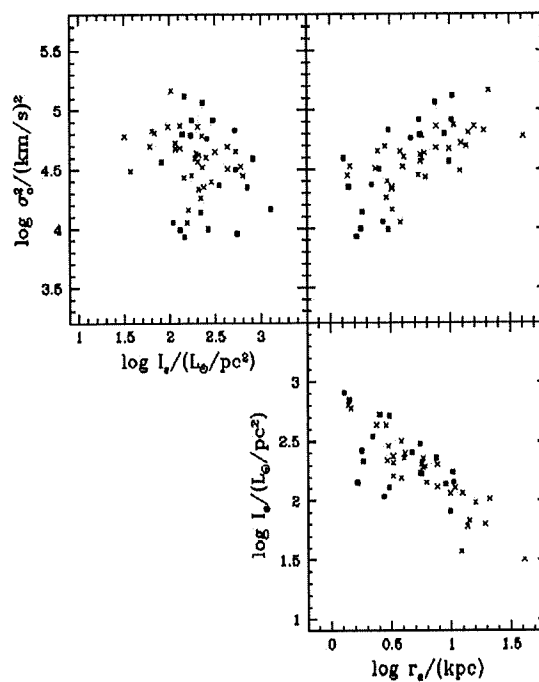


Figura 3.8. Plano fundamental de las galaxias elípticas. Los distintos paneles muestran valores observados para los parámetros considerados en el PF (ecuación 3.7). *Fuente:* <http://burro.astr.cwru.edu/Academics/Astr222/Galaxies/Elliptical/kinematics.html>

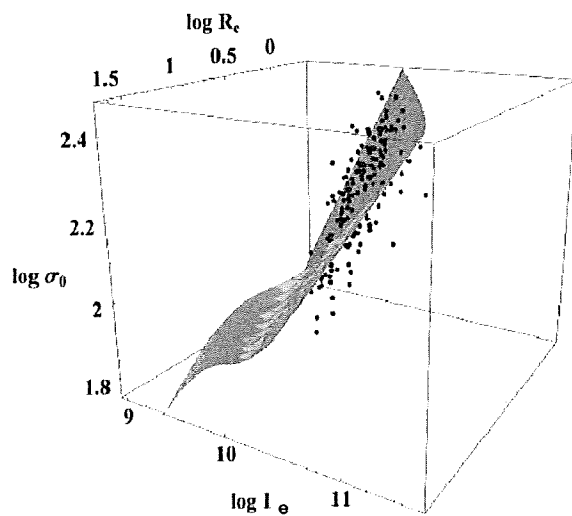


Figura 3.9. Aspecto tridimensional del plano fundamental de galaxias elípticas. Los puntos corresponden a ciertas observaciones. *Fuente:* <http://astro.rug.nl/~wijk/>

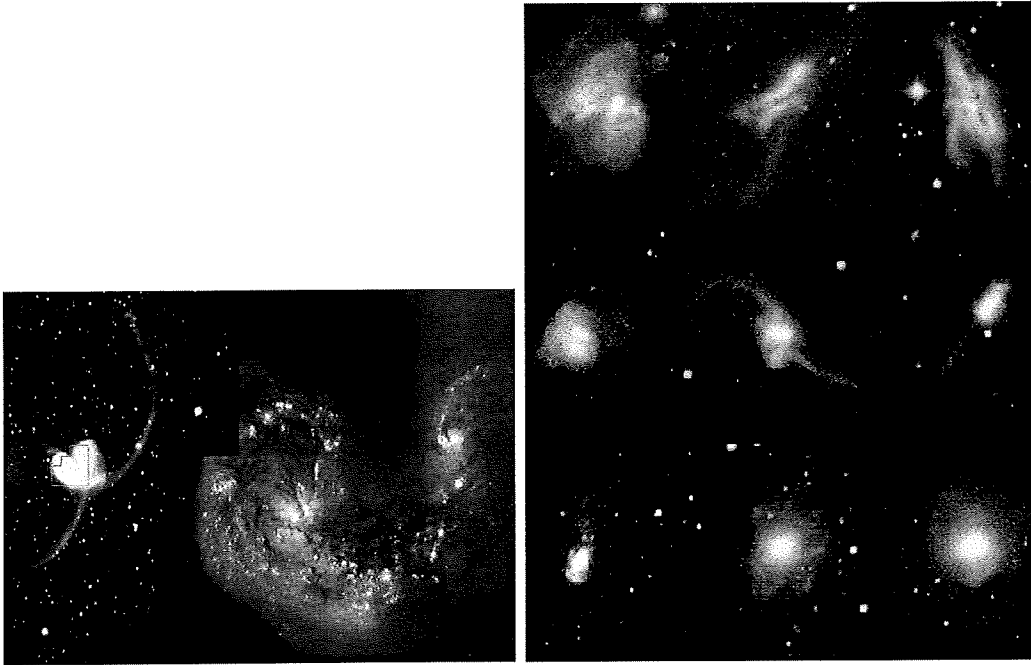


Figura 3.10. (Izquierda) Sistema binario de galaxias espirales en proceso de fusión, conocido como la Antena. (Derecha) Distintas fusiones de galaxias observadas. Fuente: <http://cruz.astr.ua.edu/gifimages/mergers.html>

3.7. Formación de Elípticas

Las galaxias tienen movimientos aleatorios en el espacio relativos al movimiento general debido a la expansión del universo. Hace tiempo que quedó claro que las galaxias, además de no ser sistemas aislados, usualmente tenían encuentros entre ellas. Estos encuentros pueden tener efectos dramáticos para la estructura de las galaxias involucradas, conduciendo a la “reformación” de una estructura global, como se observa en las galaxias espirales de gran diseño, o a la transformación completa de las formas básicas de las mismas.

En 1977, Toomre [6] avanzó la hipótesis de que las galaxias elípticas pudieron formarse mediante la fusión de dos galaxias espirales, o de múltiples encuentros. Desde entonces se ha incrementado la cantidad de evidencia observacional y teórica que apoya la Hipótesis de Toomre [9, 30, 31, 32, 7], aunque algunos problemas permanecen sin resolver [5].

En la Figura 3.10 se muestra un ejemplo clásico de una fusión de galaxias en curso, y galaxias en distintos estadios de una fusión. En la Figura 3.11 se presenta una secuencia temporal de la fusión de dos galaxias espirales realizada mediante una

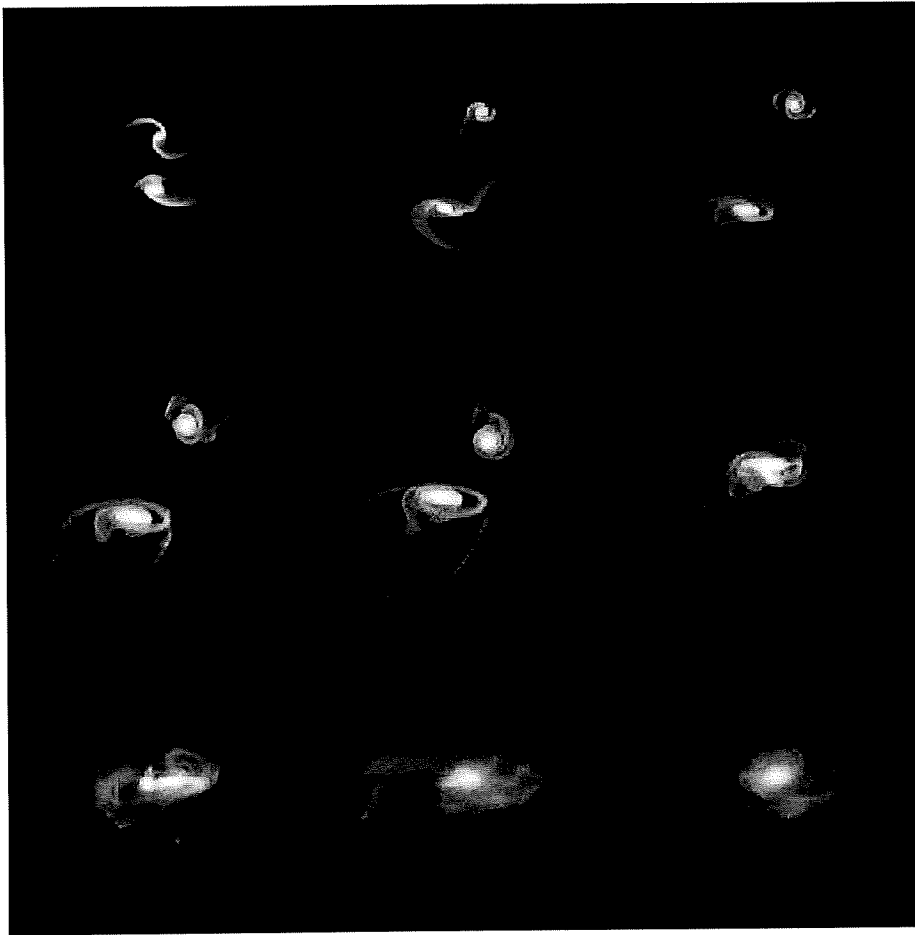


Figura 3.11. Simulación por computadora de la fusión de dos galaxias espirales. La simulación fue realizada por Dubinski. *Fuente:* <http://www.cita.utoronto.ca/~dubinski>

simulación por computadora.

Como se observa, las fusiones de galaxias espirales conducen a sistemas estelares que se asemejan mucho a las galaxias elípticas. Además de reproducir su apariencia, las fusiones de galaxias deben ser capaces de reproducir su cinemática, la propiedades de las poblaciones estelares y las correlaciones que se observan para poder avalar este mecanismo de formación de elípticas.

En esta Tesis se realizan una serie de simulaciones por computadora y se concentra en estudiar la factibilidad de reproducir la fuerte correlación mostrada por el Plano Fundamental.

Capítulo 4

Simulaciones de N -cuerpos

4.1. Introducción

En este capítulo describimos algunos detalles sobre la construcción numérica de las galaxias a participar en las simulaciones de N -cuerpos que se realizaron para estudiar las propiedades de los remanentes de fusiones, en relación al plano fundamental [12, 13, 14, 33, 34, 15, 35].

4.2. Propiedades de las Galaxias

En estudios previos sobre la formación de remanentes de galaxias espirales [36, 17, 18] se han construido galaxias con propiedades desligadas de un escenario cosmológico. Las propiedades de los discos, halos oscuros o bulbos han sido tomadas un tanto de manera arbitraria, considerando solo cierta consistencia con las observaciones.

En esta Tesis las propiedades de los discos y halos se obtuvieron de tal manera que satisfacen el modelo cosmológico de formación de espirales de Mao, Mo y White (MMW) [19]; descrito brevemente en §2, y se siguió el procedimiento utilizado por Shen, Mao, Shu (SMS) [20].

Este modelo de MMW, sin la inclusión de bulbos, conduce a una relación de Tully-Fisher (TF) consistente con las observaciones. Se ha construido un *ensemble* de propiedades de galaxias de disco consistentes con la relación TF.

Como se describió en el Capítulo 2, el modelo MMW requiere de 5 parámetros para determinar de manera completa las propiedades de una galaxia. Estos son la fracción de momento angular del disco a la del halo, j_d , la correspondiente fracción

de masa, m_d , el parámetro de espín del halo, λ , su concentración, c , y el valor de la velocidad en la curva de rotación V_c .

La elección de estos 5 parámetros se hace motivada por los resultados de simulaciones cosmológicas donde se encuentran distribuciones para dichos valores y que resultan en galaxias de disco consistentes con la relación TF. Para generar el *ensemble* de propiedades se procedió de la siguiente manera; siguiendo a SMS.

Se generó un número aleatorio, y utilizando las distribuciones encontradas en simulaciones cosmológicas, se encontró un conjunto de valores $\{V_c, m_d, j_d, \lambda, c\}$. Para determinar completamente las propiedades de las galaxias se requiere establecer un “redshift” al cual se asume que los discos se formaron. Se ha tomado un valor de $z = 1$ para lo anterior, en base a consideraciones de carácter cosmológico [1]. La relación de TF construida de esta manera se muestra en la Figura 4.1, donde se han hecho dos ensembles: uno en la época actual ($z = 0$) y el otro a $z = 1$.

La línea indicada en la Figura 4.1 corresponde a la relación de TF observada para galaxias espirales cercanas ($z \approx 0$). Observacionalmente se encuentra que la “pendiente” de la relación Tully-Fisher se mantiene a redshifts cercanos, y un tanto a $z > 1$ con distinto valor de la ordenada en el origen. Esto también es reproducido por el modelo de MMW en combinación con resultados de simulaciones cosmológicas.

4.2.1. Modelo Numérico

Los valores provistos por el esquema teórico anterior conducen a propiedades características de los discos y halos de las galaxias que se utilizarán. Los modelos numéricos de galaxias consisten de un disco y un componente oscuro (§2).

El disco tiene un perfil axisimétrico del tipo

$$\rho_D(R, z) = \frac{M_D}{4\pi R_d^2 z_d} \exp(-R/R_d) \text{sech}^2(z/z_d) \quad (4.1)$$

donde R_d y z_d son las escalas radial y vertical del disco, respectivamente. Los valores para z_d fueron tomados aleatoriamente entre $(0.1 - 0.2)R_d$ que es consistente con lo que se encuentra observacionalmente.

El halo oscuro tiene un perfil NFW [24], pero con un truncamiento exponencial, dado por

$$\rho_H(r) = \frac{M_H \alpha_H}{4\pi r (r + r_s)^2} \exp\left[-\left(\frac{r}{r_H} + q\right)^2\right] \quad (4.2)$$

siendo

$$\alpha_H = \frac{\exp(q^2)}{\sqrt{\pi} q \exp(q^2) \text{Erfc}(q) + \exp(q^2) E_1(q^2)/2 - 1}$$

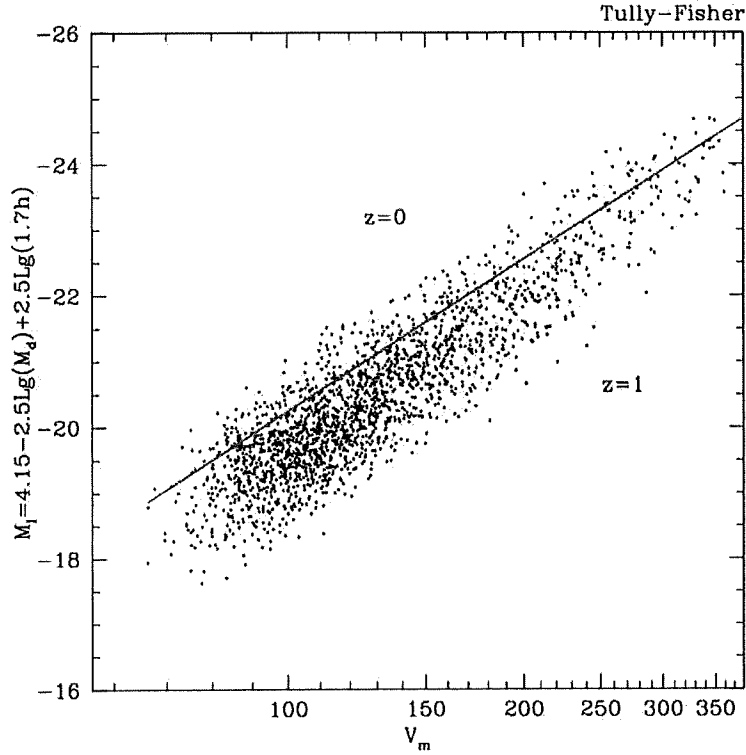


Figura 4.1. Conjunto de propiedades de un *ensemble* de galaxias de disco construidas con modelo de MMW, y las distribuciones de los parámetros requeridos que se obtienen en simulaciones cosmológicas (SMS).

donde $\text{Erfc}(x)$ es la función error complementaria y $E_1(x)$ la integral exponencial, r_s y r_H son el radio de escala y virial del halo, $c = 1/q = r_H/r_s$ la concentración del halo, y M_H su masa total.

Las velocidades de las partículas son obtenidas con el procedimiento indicado por Hernquist [37], que se basa en resolver las ecuaciones de Jeans para obtener la dispersión de velocidades, σ , local de la partículas. A partir de σ y suponiendo una distribución Maxwelliana, podemos obtener las componentes de velocidad de una partícula dada. Sólo discos que satisfacen el criterio de estabilidad de Efstathiou, Lake & Negroponte [38] fueron utilizados, esto para evitar en buena medida que los discos se destruyan.

En la Tabla 4.1 se listan las propiedades de 20 modelos de galaxias generadas aleatoriamente, agrupadas en pares; los cuales corresponderán a una fusión. La columna (1) es identificador de la fusión, (2) la masa del halo, (3) su radio, (4) el parámetro de espín, (5) la fracción j , (6) la concentración del halo, (7) la masa del disco, (8) y (9) son la escala radial y vertical del disco, respectivamente.

Tabla 4.1. Propiedades de las Galaxias Iniciales

Fusión	Propiedades del Halo					Propiedades del Disco		
	M_H [M_\odot]	r_{200} [kpc]	λ	j	c	M_d [M_\odot]	R_d [kpc]	z_d [kpc]
M01	4.02×10^{11}	104.3	0.063	0.041	7.63	2.11×10^{10}	2.4	0.39
	1.25×10^{12}	152.3	0.056	0.068	3.84	7.78×10^{10}	5.7	0.47
M02	1.39×10^{11}	73.3	0.021	0.052	8.94	4.48×10^9	1.2	0.12
	6.45×10^{10}	56.7	0.028	0.033	6.61	1.56×10^9	1.3	0.13
M03	8.65×10^{10}	62.6	0.078	0.033	11.12	3.62×10^9	1.7	0.20
	4.64×10^{10}	50.8	0.031	0.043	12.38	1.72×10^9	0.7	0.12
M04	2.36×10^{11}	87.4	0.036	0.029	9.17	8.64×10^9	1.1	0.19
	1.75×10^{11}	79.2	0.048	0.054	5.29	6.77×10^9	3.3	0.58
M05	5.42×10^{10}	53.5	0.053	0.114	15.95	4.82×10^9	1.2	0.19
	6.02×10^{10}	55.4	0.034	0.077	12.05	3.44×10^9	1.0	0.14
M06	7.49×10^{10}	59.6	0.098	0.059	7.91	5.11×10^9	2.5	0.35
	6.68×10^{10}	57.4	0.078	0.043	13.32	2.93×10^9	1.9	0.23
M07	4.88×10^{10}	51.7	0.074	0.064	11.02	3.31×10^9	1.5	0.25
	9.48×10^{10}	64.5	0.047	0.103	11.79	6.98×10^9	1.6	0.31
M08	9.77×10^{10}	65.2	0.032	0.034	6.56	2.39×10^9	1.7	0.20
	1.02×10^{11}	66.1	0.023	0.012	7.80	1.31×10^9	0.9	0.12
M09	8.11×10^{10}	61.2	0.099	0.142	10.87	7.22×10^9	4.6	0.73
	8.33×10^{10}	61.8	0.122	0.095	10.01	7.15×10^9	3.9	0.56
M10	4.74×10^{11}	110.3	0.112	0.106	11.39	4.16×10^{10}	6.6	1.29
	6.99×10^{10}	58.3	0.071	0.035	9.94	2.88×10^9	1.6	0.19

En la Figura 4.2 se muestra la realización azarosa de una galaxia de disco -la primera de la fusión M01-, construida como se indicó anteriormente. Se ha incluido solamente un disco y el halo oscuro.

Como se observa, el disco es bastante delgado y es apreciable el decaimiento de la densidad con su distancia del centro. El número de partículas utilizadas en el disco son aproximadamente 20,000 y en el halo 80,000 para cada galaxia construida.

4.3. Condiciones Iniciales y Experimentos

4.3.1. Condiciones Iniciales

El rango de parámetros disponibles para el estudio de encuentros entre pares de galaxias de disco es muy amplio, ya que se requiere, por ejemplo, muestrear los

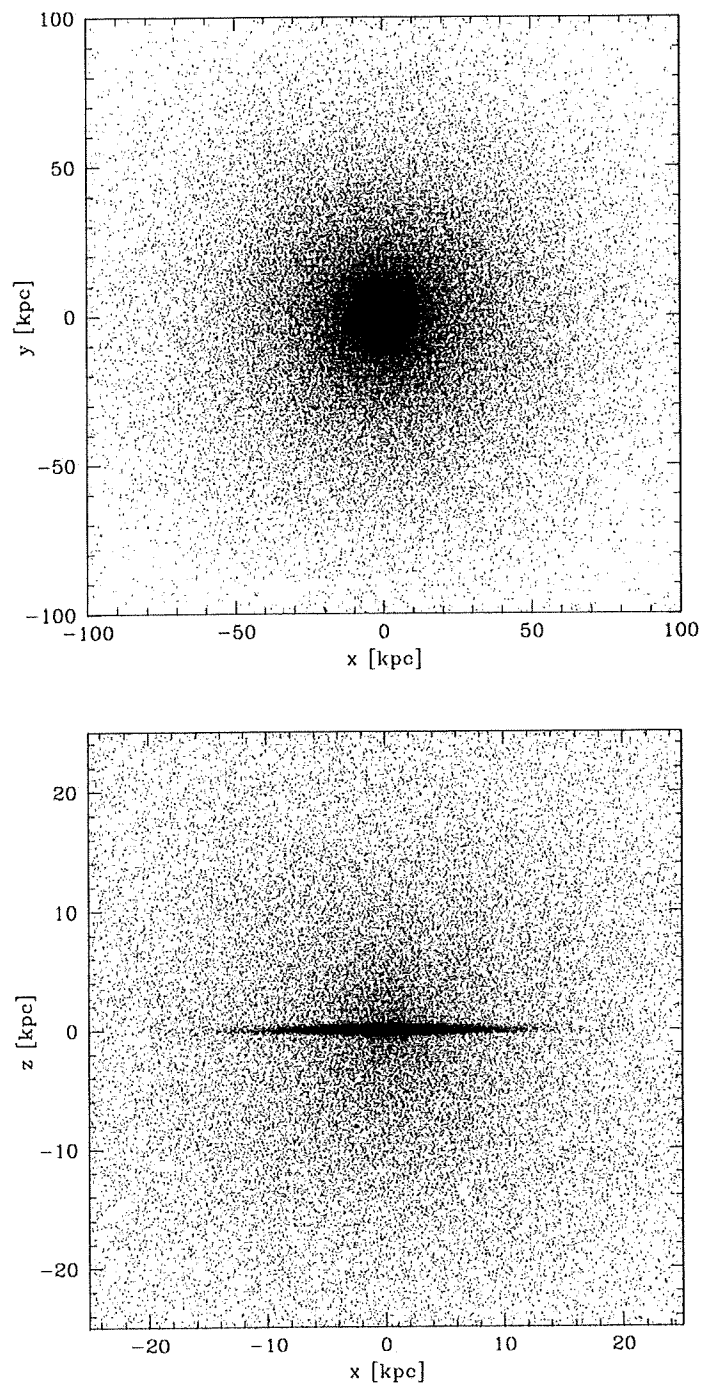


Figura 4.2. Vistas en los planos XY (*arriba*) y XZ (*abajo*) de una galaxia numérica. Nótese el cambio de escala en cada una de las proyecciones. Los puntos azules (claros) corresponden al disco mientras que los negros al halo oscuro.

ángulos del espín de cada galaxia con respecto al plano orbital, y diferentes energías del encuentro, además de los parámetros de estructura de cada galaxia.

En este trabajo sólo se han considerado encuentros entre galaxias con energía orbital cero; es decir, encuentros parabólicos. En estudios de simulaciones cosmológicas se encuentra que este tipo de órbitas son las más propensas a producir fusiones [4]. Por otro lado, en el mismo tipo de estudios se ha encontrado que los pericentros de dichos encuentros se encuentran en un rango de $R_p \in (5, 20)$ kpc.

En las simulaciones realizadas se muestrearon aleatoriamente valores de R_p en el rango anterior y los ángulos del momento angular intrínseco de las galaxias, con respecto al plano orbital, fueron también obtenidos aleatoriamente.

En la Figura 4.3 se muestra una condición inicial generada para las fusiones. Se ha indicado con una línea continua la trayectoria que seguirían dos cuerpos de masas equivalentes a las galaxias en la aproximación de partícula puntual. Como se observa, en tal caso, la órbita debería ser parabólica.

Sin embargo, al ser las galaxias cuerpos no rígidos, sino capaces de absorber energía y momento angular de su órbita, la trayectoria que siguen realmente las galaxias no es la del problema de dos-cuerpos. No obstante, el paso por el pericentro resulta ser muy similar al calculado a partir el problema de 2-cuerpos.

4.3.2. Código de N -cuerpos

El código numérico utilizado para realizar las simulaciones fue GADGET¹, un código tipo árbol realizado para cómputo en paralelo, y disponible libremente. Se utilizó un parámetro de suavizamiento de las partículas luminosas de $\epsilon_d = 35$ pc y uno de $\epsilon_h = 350$ pc para las partículas oscuras.

El número de partículas en las simulaciones es de $\approx 10^5$, dependiendo de la razón de masa de los discos a sus halos respectivos. En principio se trató de que dicha razón fuera lo menos discrepante para evitar efectos espurios de relajamiento entre ambas especies de partículas.

Las simulaciones se llevaron a cabo utilizando el código numérico GADGET [39] en el cluster de PCs del Instituto de Astronomía (UNAM-Ensenada) [40]. Se obtuvo una conservación de energía $\lesssim 0.3\%$ en todas las simulaciones. El tiempo de CPU por simulación realizada fue de aproximadamente 10 días.

¹<http://www.mpa-garching.mpg.de/gadget/right.html>

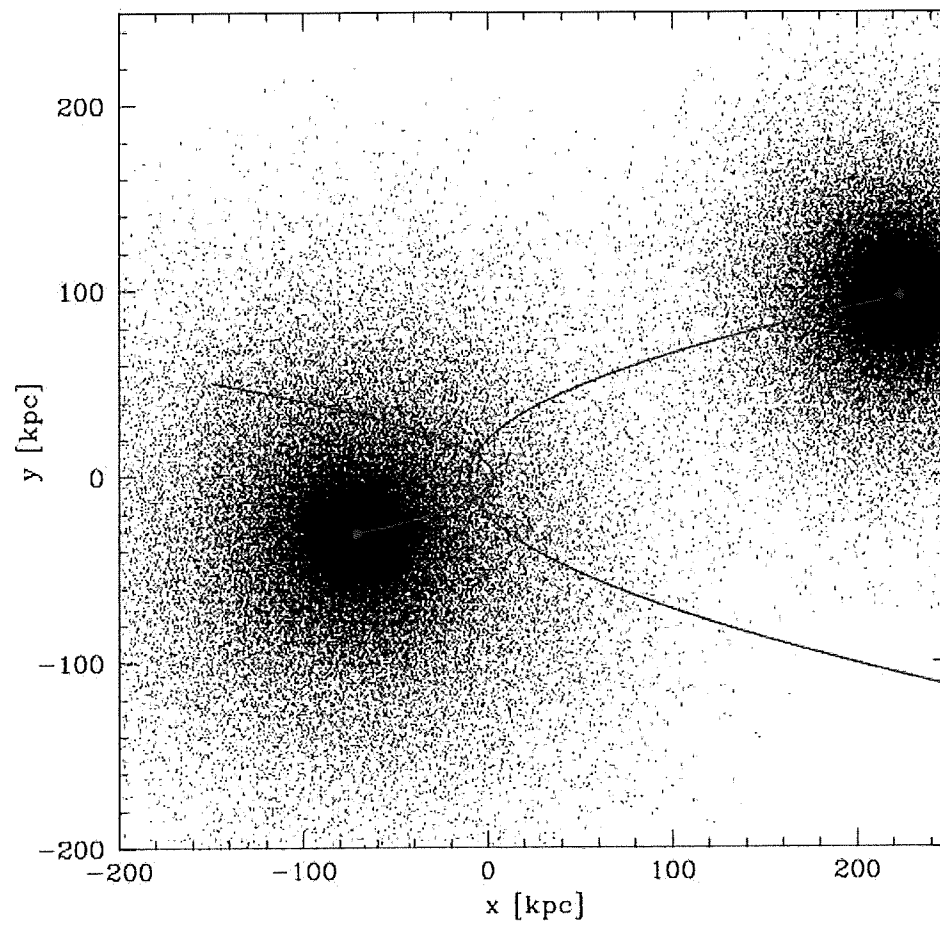


Figura 4.3. Una configuración de las condiciones iniciales del encuentro entre dos galaxias de disco. Se ha indicado con línea continua la trayectoria que seguiría cada galaxias si fueran cuerpos rígidos; problema de 2-cuerpos o de Kepler.

Capítulo 5

Resultados y Discusión

En este Capítulo se presentan los resultados obtenidos del análisis de los remanentes de fusiones de galaxias de disco. Primeramente se presentan algunos ejemplos de los perfiles de “brillo” superficial obtenidos. En segundo término, se presentan los resultados concernientes al plano fundamental de las elípticas. Asimismo, se realiza la discusión de los resultados obtenidos.

5.1. Secuencia Temporal de una Fusión

En la Figura 5.1 se muestran varios cuadros de la evolución temporal de la fusión de galaxias de disco *M09*. Se observan en el desarrollo de esta simulación como primeramente se generan grandes colas de marea. El tamaño de la cola de marea en esta simulación es bastante grande $\gtrsim 100$ kpc.

Asimismo, se observan estructuras similares a las llamadas “shells” en imágenes profundas de galaxias E (§3). Esto muestra que no sólo con acreción de satélites por una galaxia E grande se pueden formar cascarones de materia, sino también en fusiones entre galaxias de tamaño similar.

También se logran apreciar pequeños grumos de materia en las colas, las cuales pudieran indicar la formación de galaxias enanas; una idea que es actualmente discutida.

En general, los remanentes obtenidos muestran las características generales encontrados en otros estudios de fusiones entre galaxias espirales [30, 31, 7, 36].

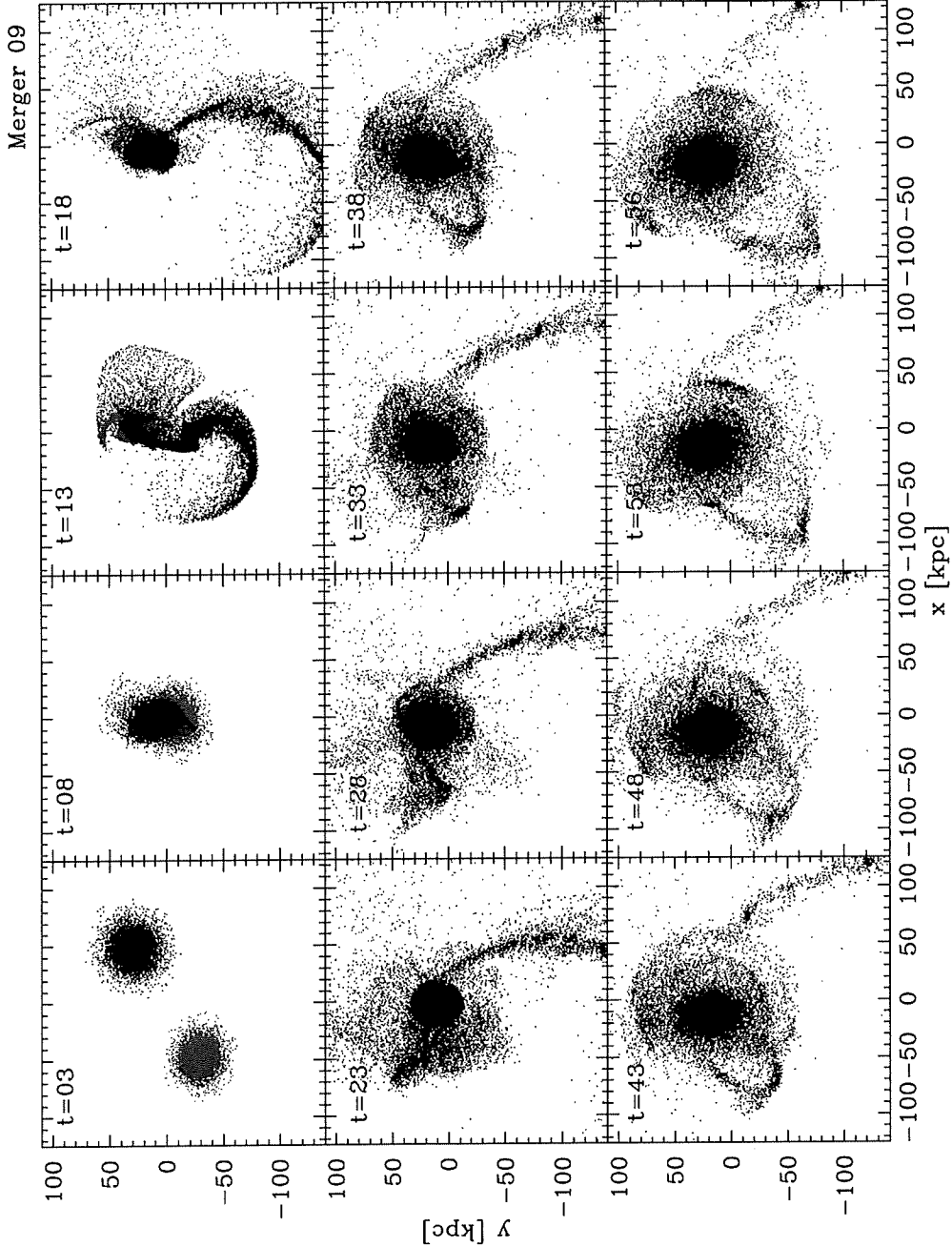


Figura 5.1. Evolución temporal de la fusión de galaxias *M09*. El tiempo adimensional está indicado en cada cuadro. La razón de masas de los progenitores en el encuentro es aproximadamente 1:3. La unidad de tiempo en esta figura es de 1.3×10^8 años. El tiempo total de la simulación es ≈ 8 Gyr.

5.2. Perfiles de Densidad Superficial

Se realizaron ajustes de un perfil de Sérsic [29, 41] a los remanentes de las fusiones, al igual que a sus curvas de crecimiento $M_L(R)$. Las funciones ajustadas fueron el perfil

$$I(R) = I_0 e^{-b(R/R_e)^{1/n}}, \quad (5.1)$$

y la curva de crecimiento

$$M_L(R) = I_0 R_e^2 \frac{2\pi n}{b^{2n}} \gamma(2n, bx^{1/n}) \quad (5.2)$$

siendo $x = R/R_e$, y γ la función gamma incompleta. Recuérdesse que para el caso de un perfil de *de Vaucouleurs* tenemos que $n = 4$. El proceso de ajuste fue realizado por mínimos cuadrados no-lineales, utilizando el procedimiento de Levenberg-Marquardt [42].

Antes de realizar el proceso de ajuste, los remanentes se colocaron en su centro y se eliminó cualquier movimiento sistemático. La determinación del centro del remanente se basó en la identificación del 1 % de las partículas más ligadas, y tomando el centro de masa de estas partículas.

Una vez centrados los remanentes se procedió a calcular la densidad superficial en anillos concéntricos, espaciados logarítmicamente en radio. Se hicieron varias pruebas tales que los parámetros ajustados no dependieran significativamente del número de anillos. Se encontró que un número de “bins” de 15 generaba un perfil menos ruidoso y el número de partículas era del orden de 1000.

Se consideró también el cálculo del perfil desde la resolución numérica de las simulaciones $\xi = 100$ pc, y desde otro punto más externo $\xi = 300$ pc para ver los posibles efectos que el intervalo de ajuste tiene en los parámetros del plano fundamental.

Cada remanente fue “observado” en 100 proyecciones aleatorias, y a cada una se le ajustaron las funciones indicadas arriba. Esto para obtener una mejor estadística de los valores medios de los parámetros ajustados, y simular un poco el proceso de observación; donde las galaxias elípticas no son usualmente vistas con sus ejes principales orientados en nuestra dirección. Los valores medios obtenidos son los utilizados para calcular el PF.

En las Figuras 5.2 y 5.3 se muestran proyecciones de dos de los remanentes obtenidos (*M02* y *M05*), el perfil de densidad superficial Σ en “magnitudes” [$\mu(r) = -2.5 \log I(R)$], y los parámetros del ajuste del perfil de Sérsic. En la parte inferior de estas figuras se muestra la diferencia en μ entre el valor de la densidad superficial calculada $I(R)$ y el ajuste realizado. También se indica el radio medio de masa

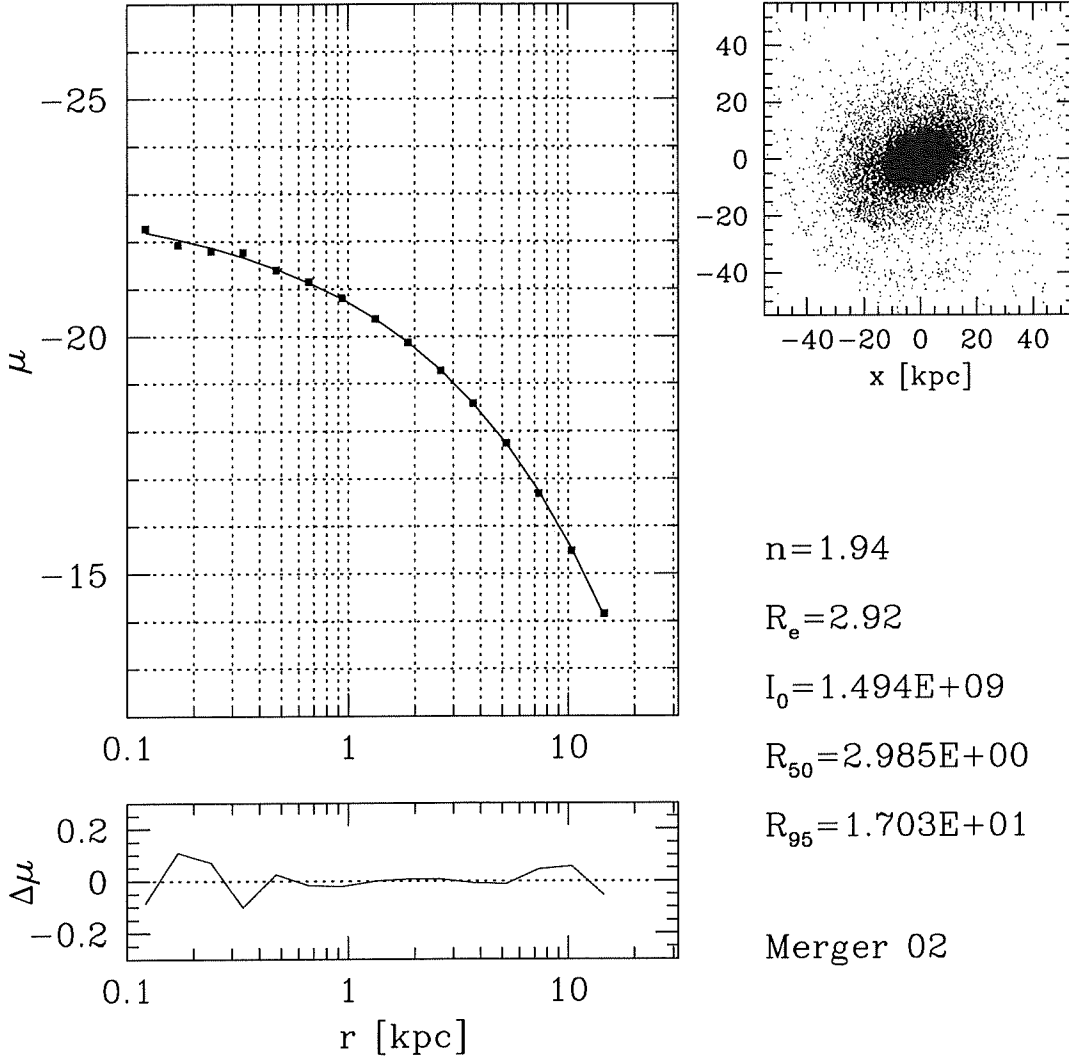


Figura 5.2. Resultados del ajuste de un perfil de Sérsic para el remanente (“merger”) M02. Se muestran los valores resultantes del ajuste, así como la proyección del remanente luminoso.

calculado directamente de las simulaciones R_{50} , así como el radio que contiene el 95 % de la masa luminosa proyectada.

Como se observa, los perfiles de Sérsic proveen de una buena representación a la distribución de materia luminosa en los remanentes numéricos. Esto es consistente con lo encontrado en estudios observacionales [43, 44]. Además, se encuentran índices de Sérsic n similares a los observados.

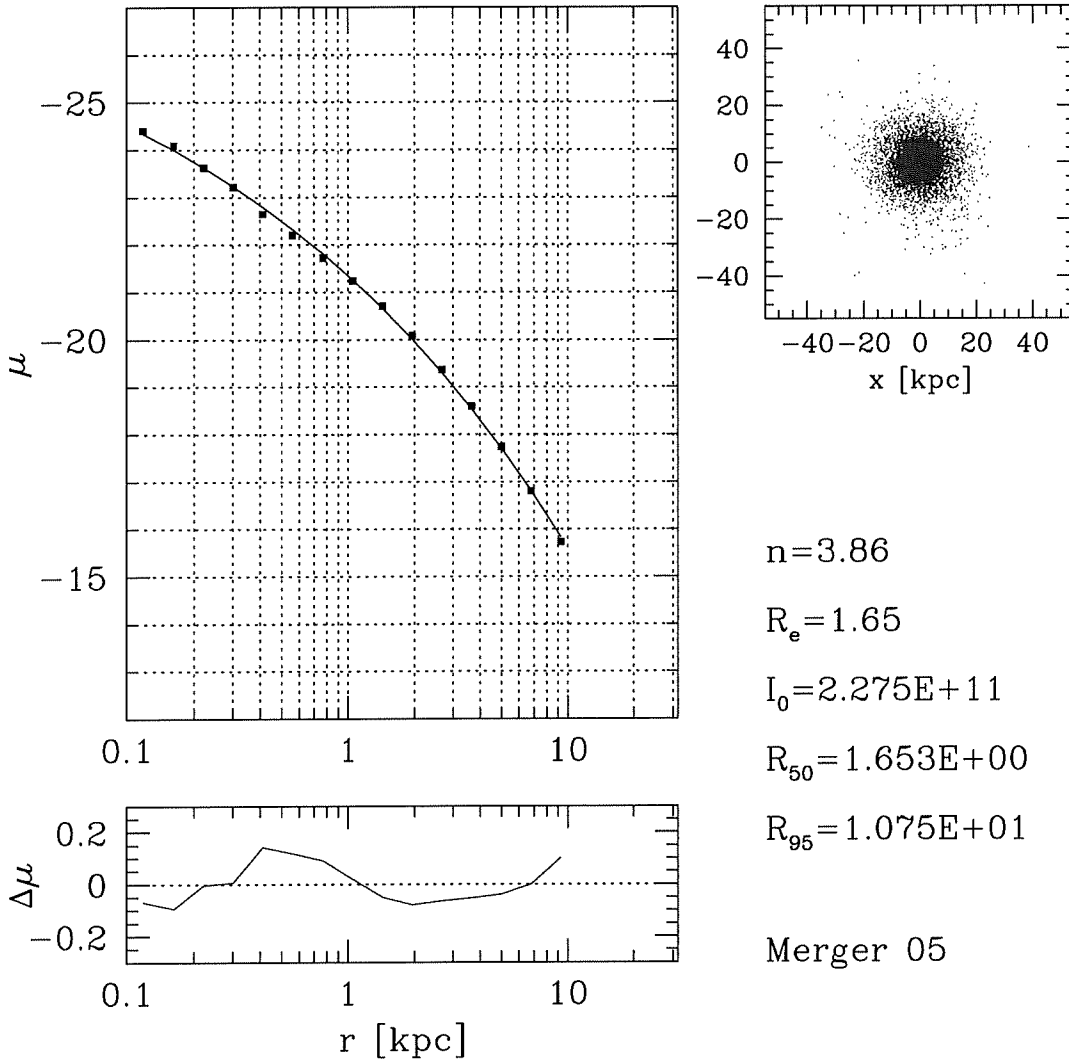


Figura 5.3. Similar a la Figura 5.2 pero para el remanente M05.

También se analizó el caso de un ajuste de una ley $R^{1/4}$ a los remanentes, pero en general se encontró que no representaban adecuadamente la distribución de materia. Esto, particularmente en las regiones internas o que tenían una distribución más aplanada que la esperada de un perfil $R^{1/4}$.

5.3. Plano Fundamental Teórico

La cantidad adicional para determinar el plano fundamental (PF) de las elípticas es la dispersión de velocidades central, σ_0 . Con las cantidades fotométricas y σ_0 se construye el PF

$$\log R_e = a \log \sigma_0 + b \log I_e + \text{cte} \quad \rightarrow \quad R_e \propto \sigma_0^a I_e^b. \quad (5.3)$$

En la práctica astronómica esta cantidad se determina dentro de una apertura de radio $R_e/8$ [14, 15]. Así pues, la región donde se obtiene σ_0 depende del valor R_e encontrado del ajuste. La dispersión de velocidades central fue calculada mediante

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_i^N (V_i - \langle V \rangle)^2} \quad (5.4)$$

donde V_i es la velocidad a lo largo de la visual de la i -ésima partícula y $\langle V \rangle$ la velocidad media. La suma es realizada para todas las partículas dentro de un radio proyectado $R_e/8$.

Una vez determinados los parámetros del PF $\{R_e, I_e, \sigma_0\}$ se hace un ajuste de un plano en el espacio logarítmico como el indicado en (5.3). Para llevar a cabo este ajuste se procedió de dos maneras, para poder comparar con los resultados observacionales:

1. Ajuste por el método clásico de mínimos cuadrados [42] a una función del tipo: $Z = aX + bY + c$. Que se suele denominar en la literatura relacionada con el PF como el método directo (“Direct Fit”, en inglés).
2. Minimizando la distancia ortogonal de los puntos al plano buscado. Este es el método llamado de regresión de la distancia ortogonal; en la literatura pertinente sólo se le denomina ortogonal (“Orthogonal Fit”, en inglés) [14].

En la Figura 5.4 se muestran los valores obtenidos de los ajustes realizados y los determinados observacionalmente por [15]. Las notaciones son como sigue: S indica el ajuste de un perfil de Sérsic, S_{GC} se refiere al uso de la curva de crecimiento, $R^{1/4}$ a un perfil de *de Vacouleurs* y $R_{GC}^{1/4}$ al de su curva de crecimiento. Los datos indicados como *SDSS* corresponden a los de Bernardi et al. [15], en tres longitudes de onda observadas. Estos autores obtienen

$$R_e \propto \sigma_0^{1.49} I_e^{-0.75}. \quad (5.5)$$

Los paneles de la izquierda corresponden a un ajuste ortogonal y los de la derecha a uno directo al plano (5.3).

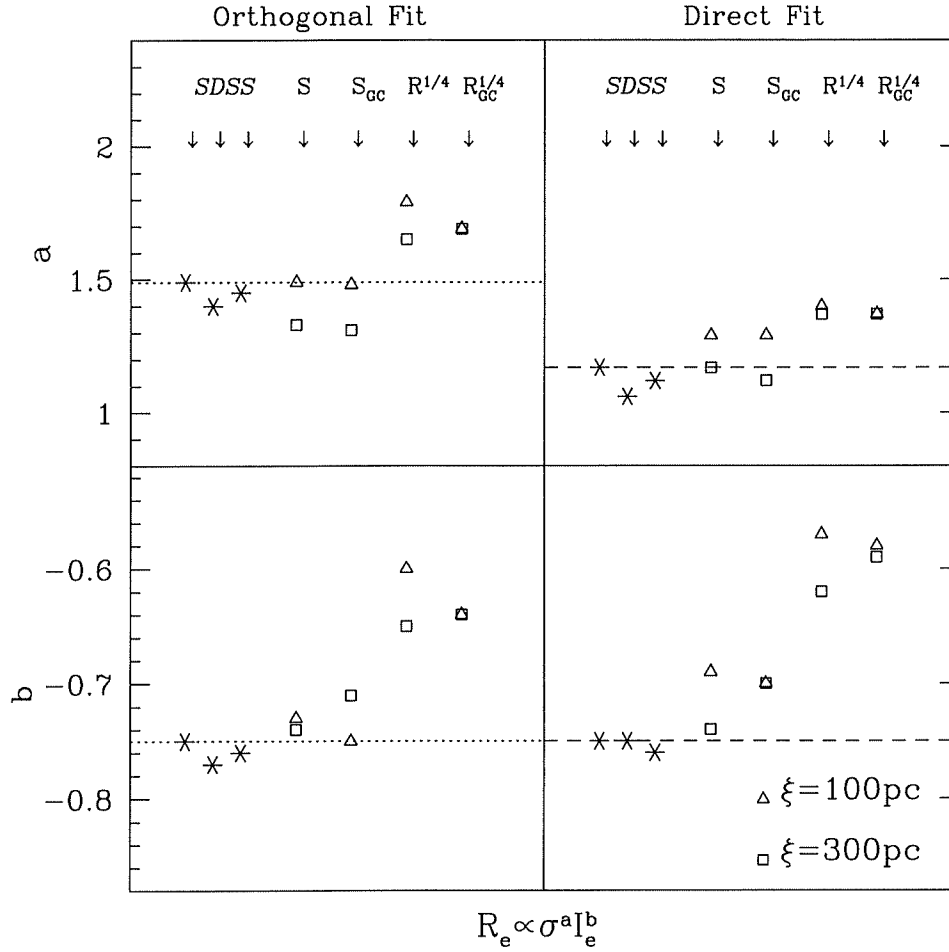


Figura 5.4. Exponentes a y b para el plano fundamental (5.3) obtenidos mediante ajustes ortogonal (*izquierda*) y directo (*derecha*) a los remanentes de las fusiones en las simulaciones. También se indican los valores observados por Bernardi et al. [15]. Distintos símbolos son utilizados para indicar el punto espacial inicial en el ajuste.

En la Figura 5.5 se muestra una representación bi-dimensional del PF

$$\log R_e = \alpha(\log \sigma_0 + 0.20\mu_e) \quad (5.6)$$

como se suele hacer en algunos trabajos [12, 13, 14, 34, 15, 35]. El valor obtenido por Bernardi et al. [15] para α_S es de 1.49, mientras que utilizando una base de datos de Bender et al. (1992) se obtiene $\alpha_B = 1.36$. El valor esperado de acuerdo al teorema del virial, y presuponiendo escalamientos lineales entre las cantidades teóricas y observacionales (*homología*), es $\alpha_V = 2$. Para los remanentes de las simulaciones consideradas aquí, se obtiene $\alpha_m = 1.48$. Estos valores son utilizando el método

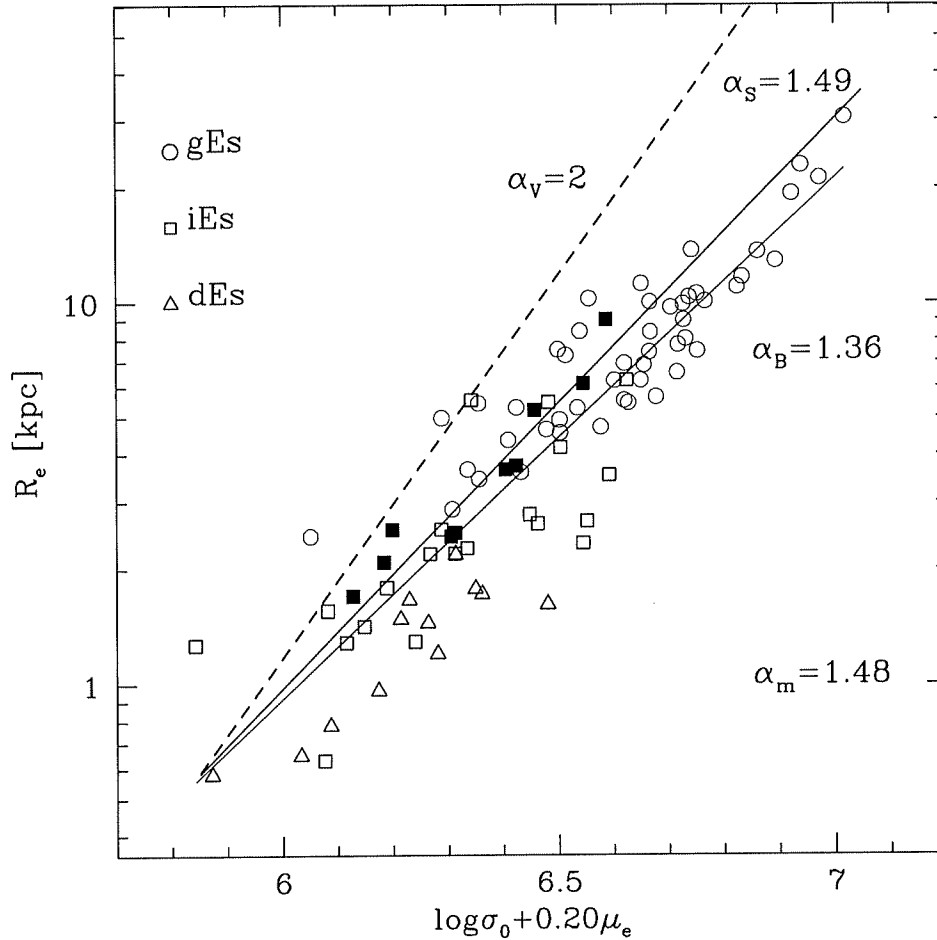


Figura 5.5. Representación bi-dimensional del PF (ecuación 5.6). Los cuadros sólidos corresponden a los valores medios obtenidos para los remanentes numéricos. Los símbolos abiertos corresponden a los datos observados por Bender et al. (1992); que incluyen galaxias elípticas enanas (dEs), intermedias (iEs), y gigantes (gEs). Los valores de la pendiente α están indicados para los distintos conjuntos. La línea punteada corresponde a la pendiente esperada del teorema del virial y homología. Las dos líneas continuas corresponden a lo reportado por Bernardi et al [15] ($\alpha_m = 1.49$) y a los remanentes numéricos ($\alpha_m = 1.48$). Los datos de los remanentes han sido desplazados una cantidad arbitraria para hacerlos coincidir.

directo de ajuste a la ecuación (5.3). Los valores resultantes de las simulaciones han sido desplazados una constante arbitraria en el plano logarítmico para hacerlos coincidir visualmente con los observados.

De los resultados mostrado en las Figuras 5.4 y 5.5 se observa que los remanentes

de fusiones de galaxias de disco son capaces de reproducir los escalamientos observados en galaxias elípticas. Esto incluso suponiendo una razón masa-luminosidad constante.

Es decir, los resultados obtenidos aquí sugieren que no existe una dependencia del tipo indicado en la ecuación (3.10) ($M/L \propto M^{0.2}$), o que su dependencia es menos importante. En parte, esto es consistente con lo sugerido por Trujillo et al. [35] de una dependencia pequeña con la luminosidad de M/L para explicar el PF.

Es probable que no exista homología entre los valores físicos que corresponden al teorema del virial (R_h, M, V) y los determinados en observaciones (R_e, M_L, σ_0). Esto hace que tanto los remanentes de fusiones, como las observaciones de galaxias elípticas, no coincidan con una aplicación sencilla (lineal) del teorema del virial a cantidades observacionales.

Se considera que la buena concordancia de los resultados de las simulaciones realizadas con el PF observado proviene de los modelos más realistas utilizados en esta Tesis para las galaxias espirales, y que satisfacen la restricción impuesta por la relación Tully-Fisher.

Capítulo 6

Conclusiones

En esta Tesis se han construido una serie de modelos numéricos de galaxias espirales que satisfacen la restricción impuesta por la relación de Tully-Fisher. Para esto se utilizó el modelo de formación de discos de Mo, Mao & White [19] y el procedimiento delineado por Shen, Mo & Shu [20]. Estos modelos tienen la característica de estar motivados por consideraciones cosmológicas.

Se realizaron 10 experimentos numéricos de fusiones entre galaxias de disco. A los remanentes de las fusiones se les ajustaron perfiles similares a los utilizados en observaciones [29, 43], y se construyó un Plano Fundamental análogo al observado [12, 13, 15]. Las conclusiones de esta Tesis son las siguientes:

1. Los remanentes de fusiones de galaxias de disco, que satisfacen inicialmente una relación de Tully-Fisher, arrojan un PF consistente con las observaciones. La hipótesis de Toomre [6] encuentra un apoyo adicional con los resultados obtenidos en este trabajo.
2. No parece requerirse una dependencia de la razón masa-luminosidad de las galaxias con su masa o luminosidad para explicar el PF.
3. Factores como la no-homología en los remanentes o en galaxias elípticas parecen ser los responsables de obtener un PF distinto al esperado de una aplicación directa del teorema del virial.

Dadas las limitaciones de los modelos utilizados en este trabajo, es importante considerar en un futuro los efectos que tendrían el incluir un bulbo en los modelos, y una componente gaseosa, en el PF. Esto constituye una posible línea futura de investigación.

Bibliografía

- [1] Peebles P.J.E., 1993, *Principles of physical cosmology*, Princeton Series in Physics, Princeton, NJ: Princeton University Press
- [2] Lacey C. & Cole S., 1993, *Merger rates in hierarchical models of galaxy formation*, MNRAS, 262, 627
- [3] Kauffmann G. & White S.D.M., 1993, *The merging history of dark matter haloes in a hierarchical universe.*, MNRAS, 261, 921
- [4] Navarro J.F., Frenk C.S., & White S.D.M., 1995, *The assembly of galaxies in a hierarchically clustering universe*, MNRAS, 275, 56
- [5] Peebles P.J.E., 2002, *When did the Large Elliptical Galaxies Form?*, en: *ASP Conf. Ser. 283: A New Era in Cosmology*, p. 351
- [6] Toomre A., 1977, *Mergers and Some Consequences*, en: *Evolution of Galaxies and Stellar Populations*, Yale University. Obs., New Haven, p. 401
- [7] Schweizer F., 2000, *Interactions as a driver of galaxy evolution*, en: *Astronomy, physics and chemistry of H_3^+* , p. 2063
- [8] Binney J. & Merrifield M., 1998, *Galactic Astronomy*, Princeton, NJ: Princeton University Press
- [9] Binney J. & Tremaine S., 1985, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press, Princeton, NJ
- [10] Meza A., Navarro J.F., Steinmetz M., & Eke V.R., 2003, *Elliptical galaxy formation in a Λ CDM cosmology*, ApJ, 590, 619
- [11] White S.D.M., 1997, *Galaxy Scaling Relations*, astro-ph/9702214
- [12] Djorgovski S. & Davis M., 1987, *Fundamental properties of elliptical galaxies*, ApJ, 313, 59
- [13] Dressler A., Lynden-Bell D., Burstein D., Davies R.L., Faber S.M., Terlevich R., & Wegner G., 1987, *Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies. I - A new distance estimator*, ApJ, 313, 42

- [14] Jorgensen I., Franx M., & Kjaergaard P., 1996, *The Fundamental Plane for cluster E and SO galaxies*, MNRAS, 280, 167
- [15] Bernardi M., Sheth R.K., Annis J., Burles S., Eisenstein D.J., Finkbeiner D.P., Hogg D.W., Lupton R.H., Schlegel D.J., SubbaRao M., Bahcall N.A., Blakeslee J.P., Brinkmann J., Castander F.J., Connolly A.J., Csabai I., Doi M., Fukugita M., Frieman J., Heckman T., Hennessy G.S., Ivezić Ž., Knapp G.R., Lamb D.Q., McKay T., Munn J.A., Nichol R., Okamura S., Schneider D.P., Thakar A.R., & York D.G., 2003, *Early-Type Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey. III. The Fundamental Plane*, AJ, 125, 1866
- [16] Capelato H.V., de Carvalho R.R., & Carlberg R.G., 1995, *Mergers of Dissipationless Systems: Clues about the Fundamental Plane*, ApJ, 451, 525
- [17] González-García A.C. & van Albada T.S., 2003, *Mergers between elliptical galaxies and the thickening of the Fundamental Plane*, MNRAS, 342, L36
- [18] Boylan-Kolchin M., Ma C.P., & Quataert E., 2005, *Dissipationless mergers of elliptical galaxies and the evolution of the fundamental plane*, MNRAS, 362, 184
- [19] Mo H.J., Mao S., & White S.D.M., 1998, *The formation of galactic discs*, MNRAS, 295, 319
- [20] Shen S., Mo H.J., & Shu S., 2002, *The fundamental plane of spiral galaxies: theoretical expectation*, MNRAS, 331, 251
- [21] van der Kruit P.C. & Allen R.J., 1978, *The Kinematics of Spiral and Irregular Galaxies*, ARA&A, 16, 103
- [22] Silk J., 2002, *Formation and Evolution of Disk Galaxies*, astro-ph/0210371
- [23] Sparke L.S. & Gallagher J.S., 2000, *Galaxies in the Universe: an introduction*, Cambridge, UK: Cambridge University Press
- [24] Navarro J.F., Frenk C.S., & White S.D.M., 1997, *A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering*, ApJ, 490, 493
- [25] Ashman K.M., 1992, *Dark Matter in Galaxies*, PASP, 104, 1109
- [26] Rees M.J., 2004, *Dark Matter: Introduction*, astro-ph/0402045
- [27] Ellis J., 2002, *Dark 2002 and Beyond*, astro-ph/02104059
- [28] de Zeeuw T. & Franx M., 1991, *Structure and Dynamics of Elliptical Galaxies*, ARA&A, 29, 239
- [29] Sérsic J.L., 1968, *Atlas de Galaxias Australes*, Córdoba, Argentina: Observatorio Astronómico
- [30] Barnes J.E. & Hernquist L., 1992, *Dynamics of interacting galaxies*, ARA&A, 30, 705
- [31] Barnes J.E., 1998, *Mergers and Galaxy Assembly*, astro-ph/9811242

- [32] Struck C., 1999, *Galaxy Collisions*, Physics Reports, 321, 1
- [33] Pahre M.A., Djorgovski S.G., & de Carvalho R.R., 1998, *Near-Infrared Imaging of Early-Type Galaxies. III. The Near-Infrared Fundamental Plane*, AJ, 116, 1591
- [34] Mobasher B., Guzman R., Aragon-Salamanca A., & Zepf S., 1999, *The near-infrared Fundamental Plane of elliptical galaxies*, MNRAS, 304, 225
- [35] Trujillo I., Burkert A., & Bell E.F., 2004, *The Tilt of the Fundamental Plane: Three-Quarters Structural Nonhomology, One-Quarter Stellar Population*, ApJ Letters, 600, L39
- [36] Naab T. & Burkert A., 2003, *Statistical Properties of Collisionless Equal- and Unequal-Mass Merger Remnants of Disk Galaxies*, ApJ, 597, 893
- [37] Hernquist L., 1993, *N-body realizations of compound galaxies*, ApJ Suppl., 86, 389
- [38] Efstathiou G., Lake G., & Negroponte J., 1982, *The stability and masses of disc galaxies*, MNRAS, 199, 1069
- [39] Springel V., Yoshida N., & White S.D.M., 2001, *GADGET: a code for collisionless and gasdynamical cosmological simulations*, New Astronomy, 6, 79
- [40] Velázquez H. & Aguilar L.A., 2003, *La Granja: A Beowulf type Computer for Numerical Simulations in Stellar and Galactic Dynamics*, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, 39, 197
- [41] Ciotti L. & Bertin G., 1999, *Analytical properties of the $R^{1/m}$ law*, A&Ap., 352, 447
- [42] Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., & Flannery B.P., 1992, *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, New York
- [43] Caon N., Capaccioli M., & D'Onofrio M., 1993, *On the Shape of the Light Profiles of Early Type Galaxies*, MNRAS, 265, 1013
- [44] Prugniel P. & Simien F., 1997, *The fundamental plane of early-type galaxies: non-homology of the spatial structure.*, A&Ap., 321, 111