

MORFOLOGÍA Y CINEMÁTICA DE GALAXIAS PECULIARES AUSTRALES

SOBRE EL ORIGEN DE NÚCLEOS DOBLES EN GALAXIAS ESPIRALES EN FUSIÓN MENOR

por Germán N. Gimeno

Presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía y Física
como parte de los requerimientos para la obtención del grado
de Doctor en Astronomía de la
UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

15 de octubre de 2007

©FaMAF - UNC 2007

Director: Gustavo J. Carranza

Comisión asesora: Rubén J. Díaz, Luis A. Milone

a mi esposa Verónica y mi hijo Ezequiel

RESUMEN

El propósito de esta tesis es la investigación del fenómeno de núcleos dobles en galaxias espirales, y contribuir en la profundización del conocimiento de la relación existente entre dicho fenómeno y los mecanismos que caracterizan las ‘fusiones menores’, es decir fusiones de dos galaxias donde la masa de una de ellas es mucho menor que la de la otra. En este contexto, se presentan resultados del análisis detallado de la morfología y cinemática de galaxias espirales consideradas candidatas a ser sistemas en etapas avanzadas de fusión menor, y previamente clasificadas como galaxias con núcleo doble. El objeto arquetípico consiste en un sistema estelar en el cual dos (o más) núcleos se encuentran dentro de una envoltura común, donde las isofotas más externas son regulares. A veces los núcleos dobles o múltiples están interconectados por estructuras tales como colas, puentes, brazos espirales, etc.

El estudio está integrado por una primera parte observacional y una segunda parte teórica-numérica. En la primera parte se llevó a cabo la investigación de varios objetos representativos observados con las técnicas de espectroscopía con ranura larga secuencial y fotometría superficial multicolor. Como resultado notable, algunas de estos candidatos a núcleos secundarios son regiones H α gigantes que no necesariamente pertenecen a un objeto dinámicamente distinto de sus galaxias huéspedes, las cuales resultan ser galaxias normales. Tal es el caso por ejemplo de ESO 381-IG23 y MCG-3-35-14. Uno de los principales objetivos del estudio observacional es separar estos casos de los núcleos dobles (o múltiples) genuinos, distinción que es de relevancia en cualquier estudio de evolución de galaxias. En los casos de principal interés, el núcleo secundario es el remanente del núcleo de una galaxia capturada. Mediante el ajuste de modelos analíticos, se derivaron las distribuciones de masa y parámetros estructurales de las galaxias huéspedes y de los núcleos secundarios, poniendo especial cuidado en el tratamiento del ‘seeing’ el cual afecta la distribución de luz observada en las imágenes. Se llevó a cabo un análisis cuantitativo de tal efecto, evaluándose la incidencia del mismo en el error de los resultados.

En la segunda parte se construyeron modelos semianalíticos para describir la evolución de la interacción entre una galaxia espiral y una satélite, para una variedad de escenarios en los que se variaron las condiciones iniciales, y los parámetros de las galaxias involucradas. Para la modelización de las galaxias se emplearon expresiones analíticas basadas en las que fueron aplicadas en la primera parte. Los modelos describen la evolución de la galaxia satélite capturada incluyendo los mecanismos de *fricción dinámica*, la cual provoca el decaimiento de la órbita de aquella; y *pérdida de masa* de la satélite por *truncamiento por fuerzas de marea* y *calentamiento por shock gravitacional*. Para éste último efecto se introdujo un tratamiento ‘local’, que permite estimar cuantitativamente y en todo momento la importancia relativa de las dos formas de pérdida de masa. Finalmente, las condiciones observadas en algunos casos reales son reproducidas con modelos ‘a medida’ a los fines de investigar las condiciones de supervivencia del núcleo secundario. Como resultado de carácter general, se obtiene que tales condiciones son altamente restrictivas, siendo favorecidos satélites con una concentración y masa suficientemente altas. La formación de un núcleo doble como producto de una fusión menor no constituye entonces el escenario más típico; al investigar un gran número de casos hipotéticos variando parámetros y condiciones iniciales, se encontró que en la mayor parte de ellos la galaxia satélite es destruida antes de llegar al centro del sistema principal.

ABSTRACT

The aim of this thesis is to investigate the double nucleus phenomenon in spiral galaxies, and to gain deeper insight in the connection between such phenomenon and ‘minor mergers’, that is, mergers of two galaxies of unequal masses. Within this framework, we present results from the detailed analysis of the morphology and kinematics of advanced minor merger candidate galaxies, previously classified as double-nucleus galaxies in earlier works. The typical object is a stellar system in which two (or more) nuclei are embedded in a common envelope with regular outer isophotes. Sometimes the nuclei are connected by stellar structures such as bridges, tails or arms.

The study encompasses two parts: a first observational part and a second theoretical-numerical part. In the first part we present the results of the observations of various representative objects, with the techniques of long-slit spectroscopy and multicolor surface photometry. As a result, some of the secondary nucleus candidates are giant HII regions, not necessarily belonging to a dynamically distinct object. Such are the cases of ESO 381-IG23 and MCG -3-35-15. One of the main objectives of the observational study is thus to separate these cases from true double nuclei. In the cases of main interest, the secondary nucleus is actually the remnant of the nucleus of a captured companion or former satellite galaxy. Mass distributions and structural parameters of the host galaxies and the nuclei were derived through analytic models fitting, taking into account the effect of seeing -which smears the observed light distribution in the images. A quantitative assesment of this effect was carried on, analysing its incidence on the uncertainty of the values the derived parameters.

In the second part, semianalytic models were built in order to describe the evolution of the interaction between a spiral galaxy and a satellite, for a variety of scenarios with different initial conditions (position, velocities and relative orbits) and initial parameters (masses and scale lengths). Analytic models (based upon those employed in the first part) were used to model the interacting galaxies. The semianalytic models describe the evolution of the captured satellite galaxy, including the effect of *dynamical friction*, which produces the decay of the satellite orbit, and *mass loss* due to *tidal truncation* and *gravitational shocking*. For the latter effect, we introduced a ‘local’ treatment that allows to keep track of the relative weight of the two processes. Finally, the observed conditions in some real cases were reproduced with properly tailored models in order to investigate the conditions for the survival of the secondary nucleus. We obtained as a general result that these conditions are highly restrictive, the most favoured for survival are satellites in which the concentration and mass values are high enough. Thus the minor merger origin of double nuclei is not the most typical scenario; in fact after the analysis of many cases with various initial conditions and parameters, it is found that in the majority of them the satellite galaxy is destroyed before reaching the center of the main system.

ÍNDICE GENERAL

<i>Parte I Estudio Observacional</i>	17
1.. <i>Técnicas Observacionales</i>	23
1.1. Adecuación al tipo de objeto.	23
1.2. Las técnicas observacionales a disposición.	25
1.2.1. Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC).	25
1.2.2. Telescopio de 2.15m del Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO), San Juan	26
1.2.3. Telescopio de 1m Jacobus Kapteyn (JKT), Observatorio Norte Europeo, La Palma (España)	26
1.2.4. Telescopio SOAR de 4.1m (Southern Observatory for Astrophysical Research)	26
2.. <i>Fusiones menores “intermedias”</i>	27
2.1. MCG +00-12-73.	27
2.1.1. Observación y reducción de datos.	28
2.1.2. Análisis de datos y resultados.	28
2.1.3. Modelos para la distribución de masa de MCG+00-12-73A.	34
2.1.4. MCG+00-12-73B	36
2.1.5. Discusión	39
2.1.6. Conclusiones	40
2.2. ESO 234-064.	41
2.2.1. Observación, reducción y análisis de datos.	41
2.2.2. Discusión y conclusiones.	44
2.3. ESO 285-G19.	47
2.3.1. Observación, reducción y análisis de datos.	47
2.3.2. Discusión y conclusiones.	50
2.4. Mrk 305/306.	52
2.4.1. Observación, reducción y análisis de datos.	53
2.4.2. Discusión y conclusiones.	58
3.. <i>Fusiones menores “menores”</i>	61
3.1. ESO 416-006.	61
3.1.1. Observación, reducción y análisis de datos.	62
3.1.2. Discusión y conclusiones.	66
3.2. ESO 381-IG23.	68
3.2.1. Observación, reducción y análisis de datos.	68
3.2.2. Cinemática y distribución de masa.	69
3.2.3. El núcleo secundario: su naturaleza de región HII.	71
3.2.4. Discusión y conclusiones.	73
3.3. MCG -3-35-14.	76
3.3.1. Observación, reducción y análisis de datos.	76

3.3.2.	Cinemática y distribución de masa.	76
3.3.3.	El núcleo secundario de MCG-3-35-14.	78
3.3.4.	Discusión y conclusiones	78
4..	<i>Aspecto observacional: conclusiones.</i>	81
 <i>Parte II Estudio Teórico</i>		85
5..	<i>Dinámica Estelar y la Estructura de las Galaxias</i>	89
5.1.	Fuerzas regulares e irregulares	89
5.1.1.	Las cantidades fundamentales que caracterizan el estado de un sistema estelar.	89
5.1.2.	Encuentros estelares.	90
5.1.3.	El efecto de las fuerzas irregulares: encuentros binarios.	91
5.1.4.	Encuentros estelares en la vecindad solar.	92
5.1.5.	El efecto acumulativo de las fuerzas irregulares.	93
5.2.	La ecuación de fundamental de la dinámica estelar.	94
5.2.1.	La corriente asimétrica.	96
5.3.	La Teoría de la Fricción Dinámica.	96
5.3.1.	Introducción	96
5.3.2.	La Fórmula de Chandrasekhar.	97
5.3.3.	La Fórmula de Binney.	98
5.3.4.	El logaritmo de Coulomb. Expresión para un cuerpo extendido.	99
6..	<i>Construcción de los modelos semianalíticos.</i>	101
6.1.	Modelos analíticos de las distribuciones de masa.	101
6.1.1.	La galaxia hospedera.	101
6.1.2.	La fuerza de fricción dinámica.	104
6.1.3.	La galaxia satélite.	107
6.2.	La evolución de la galaxia capturada.	108
6.2.1.	Unidades físicas	119
6.3.	Los modelos semianalíticos: pruebas de funcionamiento y ejemplos.	120
6.3.1.	El efecto de la corriente asimétrica.	120
6.3.2.	El efecto de la anisotropía en la distribución de velocidades peculiares en el disco.	121
6.3.3.	El efecto del shock gravitacional.	125
6.4.	Comparación con trabajos anteriores.	138
7..	<i>Modelo de MCG+00-12-73</i>	146
7.0.1.	Modelos de distribución de masa.	146
7.0.2.	Condiciones iniciales.	146
7.0.3.	Resultados.	147
8..	<i>Modelo de MCG-3-35-14</i>	153
8.0.4.	Modelo "a".	153
8.0.5.	Otros modelos.	154

9.. Modelo de ESO 234-G64	157
9.0.6. Modelo "a"	157
9.0.7. Modelo "b"	158
9.0.8. Modelo "c"	158
9.0.9. Modelo "d"	166
10..Modelo de ESO 285-IG19	175
10.0.10.Modelo "a"	175
10.0.11.Modelo "b"	180
11..Modelo de Mrk 306	185
11.1. Modelo.	185
11.1.1. Condiciones iniciales.	185
11.1.2. Resultados.	185
12..Futuros núcleos dobles I: M31 y sus satélites M32 y NGC 205	193
12.1. Modelos de distribución de masa y condiciones iniciales.	193
12.2. M32	193
12.2.1. Resultados	193
12.3. NGC 205	202
12.3.1. Modelo y condiciones iniciales	202
12.3.2. Resultados	202
13..Aspecto teórico: conclusiones	209
A.. Cálculo del radio de shock	218
B.. Programa en FORTRAN77.	219
C.. Catálogo de Galaxias Disco con Núcleo Doble - Versión 2.	220

ÍNDICE DE FIGURAS

2.1. MCG+00-12-73	29
2.2. MCG+00-12-73: Diagrama B vs. $B - I$	30
2.3. MCG+00-12-73: Curva de $VR-13^\circ$	31
2.4. MCG+00-12-73: Curva de $VR-106^\circ$	31
2.5. MCG+00-12-73: Curva de $VR-70^\circ$	32
2.6. Orientación espacial del disco.	32
2.7. Brillo superficial - I	35
2.8. Curva de rotación de MCG+00-12-73A	37
2.9. Perfil de MCG+00-12-73B	38
2.10. ESO 234-G64	42
2.11. ESO 234-G64: detalles estructurales	43
2.12. ESO 234-G64: perfil	44
2.13. ESO 234-G64: curva de rotación	45
2.14. ESO 234-G64B: perfiles	45
2.15. ESO 285-G19	48
2.16. ESO 285-G19: perfil	49
2.17. ESO 285-G19: perfil modelo	49
2.18. ESO 285-G19: perfil N2	50
2.19. Mrk 305/306 I	54
2.20. Mrk 305/306 B	55
2.21. Mrk 306:N1	57
2.22. Mrk 306:N1	57
2.23. Mrk 306:N1	58
3.1. ESO 416-006 B	63
3.2. ESO 416-006 I	63
3.3. ESO 416-006 B	64
3.4. ESO 416-006 I	64
3.5. ESO 416-006: detalle	65
3.6. ESO 416-G64I: perfiles	66
3.7. ESO 381-IG23: espectros de los núcleos	69
3.8. ESO 381-IG23: BA	70
3.9. ESO 381-IG23 (SOAR)	71
3.10. ESO 381-IG23: perfiles B e I	73
3.11. ESO 381-IG23: Curva de rotación	74
3.12. ESO 381-IG23: perfiles B e I	74
3.13. MCG-3-35-14	77
3.14. MCG-3-35-14: curva de rotación	79
3.15. MCG-3-35-14: curva de rotación	79
4.1. Propiedades núcleos secundarios.	82

4.2. Propiedades núcleos secundarios.	83
5.1. Geometría del encuentro estelar.	91
5.2. Pasaje lejano.	93
6.1. Dispersión de velocidades en el disco.	103
6.2. Razón σ_ϕ^2/σ_R^2	103
6.3. Elipsoides de dispersión-isotrópico.	105
6.4. Elipsoides de dispersión.	106
6.5. Corriente asimétrica.	107
6.6. Galaxia+satélite.	109
6.7. Perfiles de Plummer.	111
6.8. Shock de disco - 1.	115
6.9. Shock de disco - 2.	116
6.10. Shock de disco - 4.	117
6.11. Dispersión en Plummer truncado.	118
6.12. Órbita kepleriana.	120
6.13. Órbitas en potencial galáctico.	121
6.14. Decaimiento de órbita circular.	122
6.15. Fricción dinámica en disco frío.	123
6.16. Fricción dinámica: efecto de la anisotropía.	124
6.17. Satélite con inclinación media.	126
6.18. Satélite en órbita polar.	127
6.19. Distancia y masa ligada.	128
6.20. Distancia y masa ligada.	129
6.21. Radio límite.	130
6.22. Radio límite.	131
6.23. Cúmulo globular con inclinación media.	132
6.24. Cúmulo globular en órbita polar.	133
6.25. Cúmulo globular: Distancia y masa ligada.	134
6.26. Cúmulo globular: Distancia y masa ligada.	135
6.27. Cúmulo globular: radio límite.	136
6.28. Cúmulo globular: radio límite.	137
6.29. Comparación 1	140
6.30. Comparación 2	141
6.31. Comparación 3	143
6.32. Comparación 4	144
6.33. Comparación 5	145
7.1. Modelo de MCG+00-12-73	147
7.2. Órbita 3D	148
7.3. Distancia al centro	149
7.4. Pérdida de masa	149
7.5. r_{sh} y r_k	150
7.6. Evolución de r_t y $\mu(R)$	151
8.1. Órbita 3D	154
8.2. Distancia al centro	155
8.3. Evolución de $\mu(R)$	155

9.1. Orbits 3D	159
9.2. Distance to center	159
9.3. Mass	160
9.4. $r_k y r_{sh}$	160
9.5. Shocks	161
9.6. Profile of N2	161
9.7. Orbits 3D	162
9.8. Distance to center	162
9.9. Shocks	163
9.10. $r_k y r_{sh}$	163
9.11. Mass	164
9.12. Shocks of disk and bulge	164
9.13. Profile of N2	165
9.14. Model 2-b: remnant of N2	165
9.15. Orbits 3D	167
9.16. Orbits 2D	167
9.17. Distance to center	168
9.18. Mass vs. time	168
9.19. Orbits 3D	169
9.20. Orbits 3D	170
9.21. Orbits 2D	170
9.22. Distance to center	171
9.23. Mass vs. time	171
9.24. Radii of tide and shock	172
9.25. Shocks of disk	172
9.26. Initial and final profiles of N2	173
10.1. Orbits 3D	176
10.2. Orbits 2D	176
10.3. Orbits xz	177
10.4. Distance to center	177
10.5. Mass	178
10.6. $r_k y r_{sh}$	178
10.7. Shocks	179
10.8. Profile of N2	179
10.9. Orbits 3D	181
10.10. Distance to center	181
10.11. Mass	182
10.12. $r_k y r_{sh}$	182
10.13. Shocks	183
10.14. Profile of N2	183
11.1. Orbits 3D	187
11.2. Orbits 2D	188
11.3. Orbits-xz	188
11.4. Distance to center	189
11.5. Shocks of disk	189
11.6. Mass vs. time	190
11.7. Radii of tide and shock	190
11.8. Profiles of N1	192

12.1. M31: curva de rotación del modelo.	195
12.2. M32: perfil.	195
12.3. M32: Orbita 3D	196
12.4. M32: Orbita 2D	197
12.5. M32: Orbita-xz	197
12.6. M32: Distancia al centro	198
12.7. M32: distancia al centro (final)	198
12.8. M32: Masa vs. tiempo	199
12.9. M32: masa final	199
12.10M32: shocks de bulbo	200
12.11M32: Radios de marea y de shock	200
12.12M32: Radio de shock final.	201
12.13Perfiles de brillo superficial.	201
12.14NGC 205: Orbita 3D	203
12.15NGC 205: Orbita 2D	204
12.16NGC 205: Orbita-xz	204
12.17NGC 205: Masa vs. tiempo	205
12.18NGC 205: Shocks de disco	205
12.19NGC 205: Distancia al centro	206
12.20NGC 205: Perfil de brillo	206
12.21NGC 205: Distancia al centro	207
12.22NGC 205: Masa vs. tiempo	207

Parte I

ESTUDIO OBSERVACIONAL

INTRODUCCIÓN

Las interacciones entre dos galaxias son fenómenos tan complejos como espectaculares. Objetos de las más diversas morfologías captaron la atención de observadores desde principios del siglo XX, en los mismos albores de la utilización de la fotografía en la astronomía extragaláctica. Las imágenes tomadas con placas fotográficas permitieron poner en evidencia esa diversidad morfológica que presentaban tales objetos, los cuales no era posible encasillar dentro de las clasificaciones de galaxias “normales” propuestas por Hubble (1936) y de Vaucouleurs (1959). Poco después, al investigarse las características de la radiación proveniente de las galaxias, se descubrió que en ciertos objetos emiten una gran cantidad de energía además de la correspondiente a radiación térmica proveniente de las estrellas que los componen¹. Este fenómeno de emisión fue denominado “actividad”, o “actividad nuclear”, por ser proveniente de las regiones más internas de estas galaxias. El término fue introducido por V. A. Ambartsumian en la década de los '50, quien asoció la existencia de estas grandes cantidades de emisión de energía a la formación de galaxias peculiares. De acuerdo a esta hipótesis, el origen de todas las galaxias sería explosivo, a partir de materia en un estado inicial de alta densidad². De este modo, al haber una gran energía inicial disponible, se explicaban los fenómenos de actividad, las morfologías peculiares (originadas por eyecciones de materia y *fragmentación*: la división de un cuerpo en varias partes), las “explosiones” en M82³, los “jets” de NGC 4486⁴, la energía positiva de pares y grupos de galaxias y el origen mismo de tales entidades⁵. Los núcleos de galaxias jugaban entonces un papel fundamental como fuentes cosmogónicas, dando origen a todas las estructuras observadas. Sin embargo, la naturaleza de esta materia inicial de alta densidad era desconocida. Hubo intentos de proponer mecanismos para la fragmentación y el origen de los pares y grupos de galaxias; en particular Sérsic (1968, 1970) propuso un modelo, basado en consideracio-

¹ Karl Seyfert (1943) publicó resultados de la observación de galaxias que presentaban intensas líneas de emisión en su espectro, si bien el hecho ya había sido observado con anterioridad por Fath en observaciones espectroscópicas de NGC 1068 (Fath, 1908). Una de las conclusiones es que “los espectros de las nebulosas [=galaxias] espirales varían desde aquellas que presentan principalmente líneas brillantes como las de las nebulosas gaseosas, hasta aquellas conteniendo solamente líneas de absorción de tipo solar” (Fath 1909).

² Ambartsumian había investigado durante las décadas del '40 y '50 sistemas estelares en los que la energía total es positiva. Tales sistemas terminan expandiéndose, al ser la energía cinética mayor que la potencial, y por lo tanto dejan de ser detectados como grupo (Ambartsumian, 1955, 1958). Este hecho, le motivó a postular eventualmente que lo mismo ocurre a escalas más grandes como grupos y cúmulos de galaxias (Ambartsumian, 1961).

³ M82 es una galaxia peculiar, característica por sus filamentos de H ionizado, soplado por “supervientos” galácticos hacia el medio intergaláctico. En las primeras placas fotográficas tenía la apariencia de una gran explosión hacia afuera.

⁴ En un primer momento se pensó que las “condensaciones” observadas en el chorro proveniente del núcleo de NGC 4486 eran pequeñas galaxias (Ambartsumian, 1962).

⁵ La aplicación del *teorema del virial* a algunos grupos de galaxias implicaría ineludiblemente que se estarían expandiendo (Layzer, 1964, y referencias incluidas)

nes energéticas, que describía la fragmentación. Pero el mayor problema que tuvo esta hipótesis fue que no explicaba el origen del momento angular observado en galaxias espirales (ver sin embargo Muradyan, 1975). Si bien esta línea de pensamiento está prácticamente abandonada⁶, fue el primer intento de relacionar los fenómenos de actividad con galaxias morfológicamente peculiares; hoy sabemos que, por ejemplo, la mayoría de las galaxias ultraluminosas en el infrarrojo (ULIRGS)⁷ son peculiares.

En contraste con la hipótesis de inestabilidad y fragmentación brevemente descrita arriba, surgió otra, de acuerdo a la cual la interacción gravitatoria misma, que necesariamente tiene lugar entre dos (o más) sistemas estelares próximos entre sí, es la responsable del origen de las peculiaridades morfológicas observadas. B. Lindblad⁸ sugería ya en 1926 que las colisiones entre galaxias deben ser “altamente inelásticas” y que gran parte de la energía cinética traslacional se transforma en energía cinética agitación interna.

En el aspecto observacional, Baade & Minkowski (1954) en su trabajo de identificación de radiofuentes, fueron los primeros en interpretar la galaxia asociada a Cygnus A como dos galaxias en colisión. Basaron esta conclusión en el hecho de que imágenes en el óptico de la galaxia en cuestión muestran que ésta “posee dos núcleos distorsionados por fuerzas de marea” correspondientes a “dos sistemas en contacto cercano dados los rasgos de fuertes distorsiones que muestran los núcleos”. Los autores encuentran que la energía emitida en radio resulta mayor que en el óptico y concluyen que la fuente de energía para la emisión en radio “puede ser la energía cinética relativa de las galaxias en colisión, que es del orden de 10^{59} ergs. si se asume una velocidad relativa de 500 km/s”. Similar interpretación hacen los mismos autores para NGC 1275 (Perseus A) y NGC 5128 (Centaurus A): colisión de dos galaxias que da lugar a emisión en ondas de radio (Baade & Minkowski, 1954). Esta es la primera indicación de la interacción entre galaxias como disparadora de la actividad en las mismas. Explicaciones teóricas de estas interacciones vinieron con los trabajos casi simultáneos de Wright (1972), Clutton-Brock (1972) y Toomre & Toomre (1972). A través de experimentos numéricos⁹, demostraron que la gravitación sola es capaz de producir configuraciones de las más inesperadas en un pasaje o colisión entre galaxias arrojando como resultado los puentes y las colas observados. En este contexto, las galaxias se forman como entidades individuales. Pares de galaxias interactuantes se formarían por captura, constituyendo en última instancia un solo sistema estelar, al cabo de algunos períodos de revolución. Todo lo que eventualmente sobreviviría de lo que fueron dos galaxias, son los correspondientes núcleos en el centro del nuevo sistema estelar.

Varias investigaciones que incluyen el estudio de la morfología de galaxias ultraluminosas en el infrarrojo (ULIRGs) indican que casi todas presentan evidencia de fuertes interacciones, al mismo tiempo que un gran porcentaje (cerca al 50 %) presenta núcleos dobles (Clements et al., 1996). Las galaxias ultraluminosas representan la culminación de una tendencia hacia un porcentaje creciente de sistemas fuertemente interactuantes para luminosidades más altas en el IR. Por debajo de $\sim 10^{11} L_{\odot}$, la gran mayoría de las galaxias IR son espirales no interactuantes cuya L_{IR} puede explicarse a partir de formación estelar solamente. A medida que $L_{IR} > 10^{11} L_{\odot}$, hay un marcado incremento de sistemas interactuantes y evidencia de actividad no térmica dominante en el núcleo (Sanders et al.,

⁶ Existe una teoría llamada QSSC (Cosmología de estado cuasi-estacionario), que reconoce sus raíces en las ideas de Ambartsumian. Esta teoría propone un modelo cosmológico que involucra eventos de creación de masa distribuidos en todo el espacio y el tiempo, en vez de un único evento –el ‘Big Bang’. Según los autores, el modelo QSSC explica una variedad de fenómenos observados de manera más satisfactoria que el modelo standard (Arp et al., 1990; Hoyle et al., 1993).

⁷ A partir de observaciones con el satélite IRAS (InfraRed Astronomical Satellite) a mediados de la década del 80, se produjo el descubrimiento de un significativo número de galaxias con luminosidades en el infrarrojo mayores a 10^{12} en unidades de luminosidad solar; que de hecho emiten la mayor parte de su energía en el infrarrojo.

⁸ Citado por Zwicky (1959). Lindblad fue uno de los primeros en realizar estudios teóricos sobre la estructura espiral en galaxias.

⁹ Los autores consideraron esencialmente un problema de tres cuerpos restringido: el movimiento de partículas de prueba (representando las estrellas) en el campo gravitatorio de dos masas puntuales (las cuales representan los núcleos del par de galaxias en interacción).

1996). El modelo asumido para este tipo de objetos es una fusión de dos espirales tardías, ricas en gas, la cual provoca la fase ultraluminosa del sistema: debido al incremento de la densidad del gas en el centro y de las colisiones de nubes moleculares, se inicia un proceso de formación estelar muy intenso (“starburst”) o incluso la alimentación de un núcleo activo (Sanders et al., 1996; Murphy et al., 1996).

Galaxias en Interacción Binaria y Capturas

Los pares de galaxias constituyen el primer escenario en el que es posible estudiar el fenómeno de interacción entre galaxias. Las interacciones binarias son eventos relativamente frecuentes; consideremos por ejemplo que el cociente entre la media de separaciones entre galaxias y la media de diámetros galácticos es igual a 50 aproximadamente para el Grupo Local.

Por contrapartida, la separación típica entre estrellas dentro de una galaxia es del orden de 10^8 diámetros estelares. Las órbitas de las estrellas responden al potencial global de la galaxia¹⁰. Como consecuencia de esto, durante una interacción entre dos galaxias, las trayectorias de estrellas individuales sufren una fuerte perturbación, no por causa de colisiones estelares, sino por el potencial global perturbado les imprime nuevas órbitas. Como resultado, la interacción entre dos galaxias de masas comparables da origen a distorsiones, colas de marea, puentes, anillos y otras morfologías muy variadas. Eventualmente el par se fusiona, y del remanente termina formándose una galaxia elíptica (Toomre & Toomre, 1972; Barnes & Hernquist, 1996).

En el tipo de interacción que se acaba de describir, las galaxias involucradas sufren una drástica y destructiva transformación, al cabo de la cual han perdido sus identidades individuales y se han fusionado formando un nuevo sistema. Este tipo de fusión se llama **fusión mayor**. Por contrapartida, se habla de una **fusión menor** cuando la masa de una de las componentes del par es notablemente inferior a la de la otra; se adopta en general el valor 0.25 como cota superior para la razón de masas.

En lo sucesivo nos referiremos a fusiones menores en las cuales la galaxia principal (i.e. la más masiva) es una galaxia espiral. En esta clase de interacción –y a diferencia de la fusiones mayores–, el disco de la galaxia primaria *no es destruido* (sí puede sufrir distorsiones o alabeos, y su cinemática interna se ve afectada). En contraste, la galaxia capturada sufre una considerable pérdida de masa y frecuentemente es destruída por completo (el estudio de este proceso es objeto de la parte II de esta tesis).

La parte I de esta tesis se aboca a la investigación observacional de galaxias espirales candidatas a ser sistemas en estados más o menos avanzados de fusión menor. El objetivo principal es determinar los valores de los atributos físicos que caracterizan estos sistemas tales como las luminosidades, perfiles de brillo superficial, dimensiones, cinemática, distribución de masa, etc.; a fin de lograr una descripción lo más detallada posible, de manera que puedan obtenerse condiciones de vínculo precisas para la eventual aplicación a modelos teóricos que apunten a explicar la presencia de núcleos dobles es consecuencia de fusiones menores.

¹⁰ Esto puede apreciarse cuantitativamente mediante un cálculo sencillo de los órdenes de magnitud involucrados: considérese que el Sol está ubicado a $R_{\odot}=8,5$ kpc del Centro Galáctico, la estrella más cercana está a más de 1 kpc, y la masa de la Galaxia interior a R_{\odot} es mayor a $10^{10} M_{\odot}$. Con estos valores, la atracción gravitatoria de la Galaxia es 140 veces mayor al de la estrella más cercana.

Capítulo 1

TÉCNICAS OBSERVACIONALES

1.1. *Adecuación al tipo de objeto.*

La determinación de la cantidad de masa en galaxias y su distribución, constituye uno de los principales problemas en Astrofísica. Este problema se considera no trivial por varias razones. En el aspecto observacional una de las mayores limitaciones que tiene el astrofísico es la imposibilidad de tener cualquier tipo de control sobre el objeto de estudio. A diferencia de un físico experimental por ejemplo, que puede manipular determinado conjunto de condiciones en un experimento; el astrofísico sólo puede observar sin poder influir de manera alguna. La principal herramienta con la que cuenta es la luz, mas generalmente hablando la radiación electromagnética proveniente del objeto que esta estudiando, la cual está conformada por la superposición o suma de radiación de varias energías o longitudes de onda, y constituye lo que se denomina espectro. Una de las técnicas más importantes en astrofísica observacional es la espectroscopia, es decir el análisis de la radiación. En nuestro caso en particular, a través de la observación de ciertas longitudes de onda en particular, pueden investigarse los movimientos internos de las galaxias (cinemática). Estos movimientos internos están directamente relacionados a través de las leyes físicas (ley de la gravitación universal) con la distribución de masa, y ésta a su vez con la morfología. Las distribuciones de masa, si bien pueden ser muy variadas, son consecuencia de la naturaleza de los mecanismos físicos involucrados desde la formación misma del universo.

La metodología de investigación observacional seguida en esta tesis está basada en la interconexión existente entre los aspectos morfológicos y cinemáticos de las galaxias. Los discos galácticos son sistemas estelares relativamente simples dinámicamente. Altamente disipados, la mayor parte de su energía cinética está en forma de rotación ordenada. En el plano de rotación, el equilibrio se da principalmente entre el gradiente radial del potencial y la aceleración asociada a la rotación (hay no obstante, una contribución al equilibrio dinámico debida a la dispersión de velocidades peculiares -la cual es importante tener en cuenta, como veremos, en el estudio teórico de la fricción dinámica). La interconexión mencionada entre la morfología y la cinemática es consecuencia directa de este hecho. El estudio observacional que se requiere el estudio de la distribución de luz (relacionada directamente con la morfología) y de las velocidades radiales (relacionadas con la cinemática). De esta manera se determina unívocamente –al menos en principio– la distribución de masa.

Como se vio en la introducción, el escenario de la interacción gravitatoria en galaxias de núcleo doble o múltiple es enormemente complejo y es difícil derivar conclusiones generales si no se acota el problema, pues los resultados cuantitativos derivados de las simulaciones numéricas aún dependen

crucialmente de los parámetros elegidos. En el caso de captura de galaxias satélites por parte de galaxias espirales, el problema se simplifica en cierta medida. Observaciones precisas de sus campos de velocidades pueden ayudar a establecer condiciones de contorno a parámetros tales como escalas de tiempo de fusión; también permiten determinar la existencia de movimientos no circulares y/o componentes no axisimétricas en el campo de velocidades, fácilmente detectables en otros objetos con el mismo equipamiento (e.g. Díaz et al., 1999).

En virtud de todo lo expuesto, el tipo de objeto de estudio de la presente investigación responde a las siguientes características:

- galaxias disco (presencia de líneas de emisión + movimientos predominantemente circulares)
- tamaño: separación entre núcleos $\geq 2''$
- $VR \leq 15000$ km/s (i.e. $z \leq 0.05$, o bien $m_B \leq 18$ si z no es conocido)
- Isofotas más externas regulares (ausencia de perturbaciones tales como colas, etc.; se excluyeron así objetos con peculiaridades morfológicas extremas y sistemas fuertemente interactuantes o “mergers” mayores).

Con los resultados de la compilación se construyó el *Catálogo de Galaxias Discoidales con Núcleo Doble* (Gimeno, Díaz, & Carranza, 2004).

El propósito principal de un catálogo es el de presentar e identificar un gran número de objetos de la misma naturaleza, junto con sus datos observacionales y características físicas más relevantes. Se basa fundamentalmente en observaciones sistemáticas y/o compilaciones de otras fuentes. El presente catálogo fue construido a partir de fuentes diversas, que comprenden desde los pocos trabajos sistemáticos existentes (e.g. Mazzarella y Boroson 1993, Petrosian, Saakian y Khachikian 1978) sobre el tema específico de núcleos múltiples, objetos con núcleo doble incluidos en otro tipo de investigaciones estadísticas, hasta la compilación a partir de catálogos (e.g. ESO, RC3), así como trabajos aislados sobre objetos particulares que presentan núcleo doble. El objetivo de nuestro catálogo es proveer una base de partida más sistemática, homogénea y completa para el estudio de la relevancia de las interacciones y fusiones de galaxias en la formación de núcleos dobles para un tipo determinado de objetos, en este caso galaxias tardías con señales evidentes de estar atravesando un proceso de captura de galaxias satélites. Es para ello que se han adoptado los mencionados criterios a la hora de seleccionar los objetos destinados a constituir la muestra, que apuntan a que la misma sea estadísticamente y físicamente representativa.

Por ejemplo, muchas galaxias Markarian con núcleo doble no muestran evidencia de perturbaciones provenientes de interacciones gravitatorias previas o fusiones, mientras que en otras sí son notables tales perturbaciones. Como se mencionó en el capítulo anterior, trabajos anteriores sobre el tema se basaron en muestras más heterogéneas, que incluían galaxias tanto regulares como muy distorsionadas, e incluso pares de galaxias. El presente estudio apunta a acotar el problema, seleccionando galaxias que, salvo la presencia de un segundo núcleo, son casi normales, y constituye la muestra más homogénea confeccionada hasta la fecha de galaxias tardías con núcleo doble.

Fue necesaria una inspección de las imágenes disponibles de los objetos (en general se recurrió al *Digitized Sky Survey* – segunda generación) para la determinación de parámetros geométricos tales como la separación entre los núcleos, diámetros aparentes, etc. en los casos en los que no estuvieran publicados. Así, las separaciones entre los núcleos fueron obtenidas midiendo en la mayoría de los casos sobre las imágenes; en otros casos la separación ya estaba reportada previamente; y para los objetos observados en la Estación Astrofísica Bosque Alegre, fue determinada a partir de las imágenes obtenidas con el telescopio de 1.54 m. Debe notarse sin embargo, que no en todas las imágenes los núcleos dobles aparecen espacialmente resueltos. En muchos de estos casos sólo es evidente una región nuclear elongada, cuya extensión se tomó como representativa de la separación entre los núcleos individuales no resueltos. Por ejemplo, en el caso de algunos objetos, las imágenes obtenidas

en Bosque Alegre permitieron resolver espacialmente los núcleos, que en la correspondiente imagen del DSS aparecen como una única región nuclear elongada ¹. Posteriormente los espectros tomados confirmaron la naturaleza nuclear genuina de ambas componentes.

El *Catálogo de Galaxias Discoidales con Núcleo Doble* (Gimeno et al., 2004) constituye la culminación de la primera parte del presente trabajo.

1.2. Las técnicas observacionales a disposición.

1.2.1. Observatorio Astronómico de Córdoba (OAC).

Se cuenta con el telescopio de 1.54m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, con una razón focal $f/19$ en la configuración Nasmyth. El mismo está equipado con el Espectrógrafo Multifunción (EMF), instrumento de diseño modular que posee nueve configuraciones diferentes posibles que permiten diferentes modos de observación en una misma noche. El detector es una cámara CCD Photometrics AT 200 equipada con un chip Thomson de 1024×1025 píxeles, con una desviación en la linealidad de respuesta inferior al 0.1 %. El espectrógrafo posee un colimador de tipo Maksutov $f/12$ de 600mm de distancia focal y una cámara con lente apocromática $f/3.5$ de 200mm de distancia focal. La distancia focal del sistema es de 10.38m (Afanasiev et al. 1994, Díaz et al. 1997). El tamaño de pixel proyectado en el cielo es así de $0''.38$. Se tienen a disposición tres redes de difracción para los modos espectroscópicos: 300 líneas/mm, 600 líneas/mm, y 1200 líneas/mm. Con esta última utilizada en orden 1, se alcanza una dispersión de $0.8 \text{ \AA}/\text{pixel}$ en el plano del detector. Utilizando una ranura de $300 \mu\text{m}$ de apertura (correspondientes a $2''$ sobre el cielo), se obtiene una resolución efectiva de 2.5 \AA . El rango espectral es de 800 \AA . La ranura tiene una longitud de $3' 20''$ sobre el cielo. Los modos utilizados en el presente trabajo son:

Espectroscopía con ranura larga: La presencia de líneas de emisión como trazadoras del campo de velocidades, en particular $H\alpha$, permiten el estudio observacional detallado del mismo (e.g. Monnet 1969). En esta configuración, se utilizó una red de difracción de 1200 líneas por mm en orden 1, para observar *líneas de emisión en $H\alpha$, concretamente determinar su corrimiento al rojo y por tanto la velocidad radial del HII observado. Más precisamente, lo que se quiere determinar son diferencias de velocidades dentro de un mismo objeto.* Para esto se ajustan curvas gaussianas a los perfiles observados de las líneas de emisión; de esta manera es posible determinar diferencias de velocidades radiales con una incerteza de 4 km/s para una relación $S/R \sim 20$ (Díaz et al. 1999). Por otro lado, el diseño del EMF permite posicionar la ranura sobre el área de interés del objeto observado (en la imagen del mismo adquirida con el propio CCD, utilizando la red en orden 0) con precisión de 1 pixel, es decir, de $0''.38$. Esto lo convierte en un instrumento idóneo para la determinación de velocidades radiales con gran precisión, tanto en la geometría espacial como en magnitud (efecto Doppler). Esto sumado a la simplicidad y versatilidad de su diseño y operación permite el máximo aprovechamiento del tiempo de observación disponible en este tipo de investigación en particular.

Imagen directa: dado que el seeing promedio en el sitio de observación es de $2''.3$, se utilizó el CCD con un bineado de 2×2 , lo que resulta en una escala de $0''.76/\text{pixel}$, que es la más adecuada para una resolución limitada por el valor de seeing mencionado. A una distancia de 100 Mpc, (correspondiente a $VR=7500 \text{ km s}^{-1}$ asumiendo $H_0=75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), $2''$ corresponden a 1 kpc aproximadamente. El rango de separaciones que caracterizan a los objetos de este estudio se encuentra entre 1 kpc y 10 kpc, por lo tanto la resolución espacial es la adecuada. Se utilizaron filtros B, V, R, I. *A partir de las imágenes en cada banda se estudió la morfología de los objetos en las mencionadas bandas fotométricas y la determinación de las regiones de interés y la disposición exacta de la ranura para la observación espectroscópica, así como los magnitudes de los núcleos principal y*

¹ Un bulbo puede presentar una morfología intrínsecamente elongada, de “caja” (“boxy” en inglés) -este caso nada tiene que ver con núcleos dobles no resueltos.

secundario.

1.2.2. Telescopio de 2.15m del Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO), San Juan

Espectrógrafo REOSC en modo de dispersión simple. La configuración y prestaciones son similares a las del EMF del OAC-BA en modo de espectroscopía con ranura larga. Se utilizó una red de 1200 líneas/mm en orden 1, con una escala de $0.66 \text{ \AA}/\text{pixel}$, y una ranura de $200\mu\text{m}$ a $300\mu\text{m}$, con una resolución efectiva de 2 \AA .

1.2.3. Telescopio de 1m Jacobus Kapteyn (JKT), Observatorio Norte Europeo, La Palma (España)

Se realizaron en Septiembre-Octubre de 2000 imágenes en las bandas fotométricas B e I, con una escala de $0'',33$ y una resolución de $1''$ o menor (el seeing durante la observación fue de $0'',9$ en promedio). Se utilizó la cámara SIT2 con un detector CCD de 2148×2148 pixeles, lo que produce una escala de $0'',33/\text{píxel}$. Para reducir el tiempo de lectura de las imágenes adquiridas, se utilizó una ventana de 1500×1500 pixeles, siendo el campo total cubierto por las imágenes de $8',25 \times 8',25$. Se obtuvieron imágenes en los filtros B e I únicamente dado que se compartía el tiempo de observación con otros programas, pero resultan suficientes para el análisis morfológico y fotométrico requerido en esta investigación.

1.2.4. Telescopio SOAR de 4.1m (Southern Observatory for Astrophysical Research)

El presente programa obtuvo recientemente tiempo de observación en el telescopio SOAR de 4.1m, Cerro Pachon, Chile, con los instrumentos SOI y OSIRIS para realizar imágenes en el óptico (con una escala de $0'',077/\text{píxel}$) y en el IR cercano (con una escala de $0'',32/\text{píxel}$) respectivamente. Se apunta de esta manera a obtener información detallada acerca de la estructura y morfología de los núcleos en objetos seleccionados.

Capítulo 2

FUSIONES MENORES “INTERMEDIAS”

En este capítulo se analizan observacionalmente objetos que constituyen un subconjunto de las galaxias en fusión menor, y que definen lo que llamaremos en adelante fusiones menores “*intermedias*”. Aunque la definición rigurosa de este concepto deberá esperar hasta las conclusiones de ambas partes de la tesis (observacional y teórica), ya que constituye uno de los principales resultados de la misma, podemos sin embargo adelantar tentativamente que denominaremos de esa manera al objeto producto de la interacción de una galaxia espiral dominante, y otra de masa menor cuyo núcleo sobrevive a la fusión originándose de esta manera un núcleo doble genuino y duradero, donde “genuino” y “duradero” también serán definidos adecuadamente durante el desarrollo de la tesis.

El propósito es profundizar en las características distintivas de este tipo de objetos en lo que hace a su estructura y su dinámica. Para ello se complementaron los resultados de la espectroscopía y la fotometría superficial, en esta primera parte, para obtener una descripción lo más detallada posible de la morfología y la cinemática con un mínimo de suposiciones subyacentes; posponiéndose hasta la parte II el estudio de la evolución del sistema mediante modelos teóricos.

El primer objeto estudiado en profundidad es MCG+00-12-73. Como ya se adelantara, se describirán en detalle y aplicados a este objeto en particular los procedimientos y técnicas empleadas en todas las observaciones.

2.1. MCG +00-12-73.

La galaxia MCG+00-12-73 fue catalogada primera vez por Vorontsov-Vel'yaminov & Arhipova (1963) como n;Da;2sa (“pequeño núcleo, disco suave, dos brazos espirales cortos”). Es una galaxia espiral Sc con una compañera superpuesta unos 17” NE del núcleo de la galaxia principal, con un ángulo de posición de 13°. Incluida en el catálogo de galaxias con núcleo doble (Gimeno et al., 2004). Las imágenes del POSS2 muestran que el disco de la galaxia principal tiene apariencia regular, sin señales importantes de interacción gravitatoria tales como colas de marea o distorsiones. La región central es ligeramente elongada en la dirección N-S. El núcleo propiamente dicho es esférico y está situado en el centro de la mencionada estructura con forma de barra. Se distinguen al menos

Tab. 2.1: Tabla de Observaciones.

Date	Telescopio-Instrumento	Rango espectral (Å)	p.a. (grados)	Exposición (min)	Comentarios
2000 Oct 02	JKT-SIT2	filtro B	...	40	Seeing 2.6''
2000 Oct 02	JKT-SIT2	filtro I	...	30	Seeing 2.0''
2004 Ene 18	CASLEO-REOSC	6300-6900	13	90	Ambos núcleos
2005 Mar 03	CASLEO-REOSC	6300-6900	13	90	Ambos núcleos
2005 Mar 04	CASLEO-REOSC	6300-6900	106	135	...
2005 Oct 23	CASLEO-REOSC	6300-6900	70	60	Nublado
2005 Oct 25	CASLEO-REOSC	6300-6900	70	265	...
2005 Oct 26	CASLEO-REOSC	6300-6900	70	60	...
2005 Oct 26	CASLEO-REOSC	6300-6900	140	60	Nuc. secundario

tres brazos espirales. La compañera también es esférica y se sitúa sobre el lado exterior del brazo espiral norte. En las imágenes en bandas J , H , y K_s del relevamiento 2MASS, los núcleos presentan el mismo tamaño y brillo; más aún, no se advierten importantes diferencias en sus colores a partir de las imágenes B y R del POSS2. Puede decirse entonces que se trata de estructuras de tipo bulbo con poblaciones estelares semejantes.

En este trabajo combinamos los resultados de la fotometría y la espectroscopia para derivar atributos físicos del sistema, en particular las masas y luminosidades de ambos núcleos así como la distribución de masa en el sistema.

2.1.1. Observación y reducción de datos.

Obtuvimos imágenes en bandas B e I con el telescopio de 1m JKT del Observatorio Norte Europeo en octubre 2000. Se utilizó la cámara SIT2, con un detector CCD de 2148×2148 pixeles, con una escala de 0.33 segundos de arco por pixel. Para reducir el tiempo de lectura de las imágenes adquiridas, utilizamos una ventana de 1500×1500 , con lo que el campo de vista resultante es de 8.25×8.25 minutos de arco. Se observaron también las estrellas estándares fotométricas LTT 96-737 y LTT 95-302. Se tomaron espectros de ranura larga con espectrógrafo REOSC en el telescopio de 2.15m del CASLEO en San Juan, Argentina, entre enero 2004 y octubre 2005. Se utilizó la red de 1200 líneas por milímetro en orden 1 con una escala de $0,6 \text{ \AA}$ por pixel en la región de $H\alpha$. El ancho de ranura utilizada fue de 300μ con una resolución espectral efectiva de 2 \AA . En la tabla 2.1 se muestra el registro de las observaciones. Una vez pre-reducidos, los cuadros individuales (espectros en el mismo ángulo de posición o imágenes en el mismo filtro) se sumaron de manera de disminuir la relación señal/ruido. La reducción de los datos se realizó siguiendo los procedimientos detallados en el capítulo anterior, principalmente con el software ADHOC (Boulesteix, 1993).

2.1.2. Análisis de datos y resultados.

Morfología y fotometría.

La figura (2.1) muestra la imagen de MCG+00-12-73 obtenida con el telescopio JKT de 1 m. No se aprecian importantes distorsiones de marea en el disco de la galaxia primaria (MCG+00-12-73A), al punto de que las isofotas más externas son regulares. La región central es ligeramente

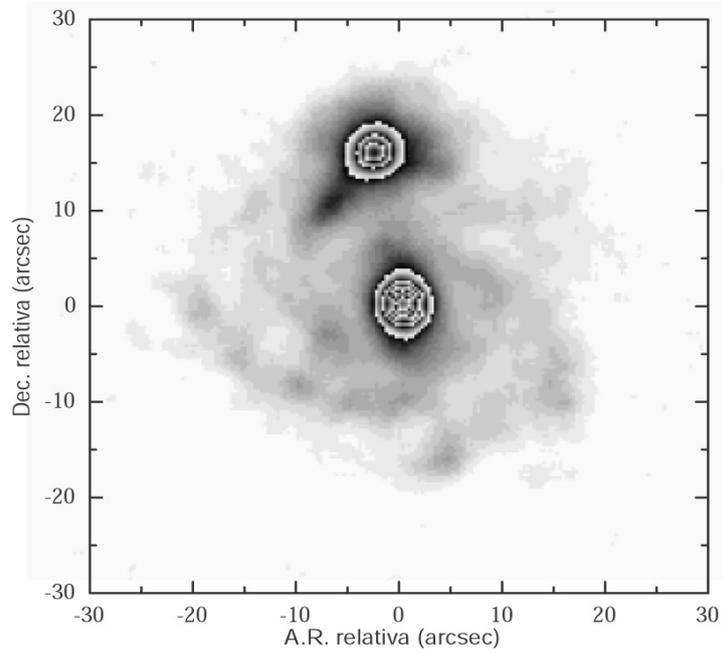


Fig. 2.1: Imagen B de MCG+00-12-73. La Escala es 1×1 arcmín. El Norte está arriba y el Este a la izquierda. Tiempo de exposición de 2400s.

elongada y aloja el núcleo, el cual tiene apariencia esférica. Además de los ya mencionados brazos principales, hay al menos tres sub-brazos. La peculiaridad más notable de este objeto es la presencia de un compañera (MCC+00-12-73B). A partir de las imágenes de B e I , se construyó un diagrama color-magnitud a partir de los píxeles individuales de $0''.33$ correspondientes a la región central de la galaxia principal y del núcleo secundario. Este diagrama se muestra en figura (2.2). Puede verse que el núcleo secundario presenta un exceso de color $E(B - I) < 0,2$ respecto del núcleo principal.

Se construyeron perfiles radiales de brillo superficial a partir del brillo superficial de cada píxel (ec. 2.1)

$$SB = m + 2,5 \log \alpha - 2,5 \log (f_{pix}/f) \quad (2.1)$$

en función de la distancia galactocéntrica de proyectada (el cálculo de esta última cantidad se detalla más abajo) a lo largo del eje mayor aparente de la galaxia primaria, así como a lo largo de otras direcciones también (m es la magnitud de la galaxia, $\alpha = 0''.33^2$ es el área del píxel en segundos de arco cuadrado, f_{pix} y f son los flujos del píxel y la galaxia respectivamente).

Espectroscopía.

El espectro a lo largo de P.A. = 13° muestra que existe emisión en continua proveniente de los núcleos y emisión $H\alpha$ del disco hasta $20''$ de distancia del núcleo principal. Este último no muestra

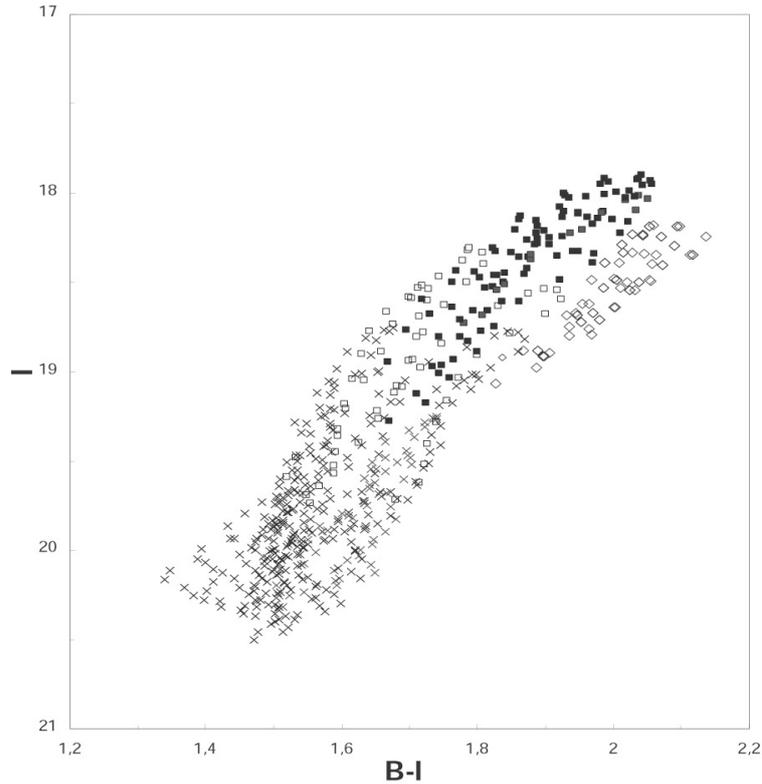


Fig. 2.2: Diagrama I vs. $B - I$ del núcleo de MCG+00-12-73A para $R < 1''$ (cuadrados llenos), $1'' < R < 2''$ (cuadrados vacíos) y $2 < R < 5''$; y del núcleo de MCG+00-12-73B para $R < 2''$ (diamantes)

emisión en $H\alpha$. Por otro lado, sí hay emisión $H\alpha$ proveniente del núcleo secundario, desplazada hacia el azul respecto de la emisión del brazo espiral norte de la galaxia principal. La curva de velocidad radial se muestra la figura (2.5). Nótese las dos curvas de rotación bien definidas correspondientes a la primaria y secundaria respectivamente. La diferencia de velocidad radial entre éstas es de unos 140 km s^{-1} . La velocidad radial sistemática heliocéntrica, tomada como la velocidad media de la primaria, es igual a 10.156 km s^{-1} , en contraste con el valor comunicado por Arp & Sulentic (1985), de 4972 km s^{-1} . Las propiedades básicas se muestran en la tabla 2.2.

Determinación cinemática de la inclinación.

La determinación del inclinación del disco de la galaxia primaria y el ángulo de posición de la línea de los nodos es en este caso una tarea particularmente difícil, debido a que:

- si bien como mencionamos las isofotas externas son regulares, su forma no es elíptica (como lo sería en un disco aislado inclinado) debido a la presencia de la galaxia secundaria. Esto hace que la determinación de la inclinación en base al cociente de semiejes sea imposible.
- La inclinación del disco no es muy elevada, lo cual aumenta la incerteza involucrada. En el mejor de los casos puede decirse que la inclinación no es mucho mayor que 45° .

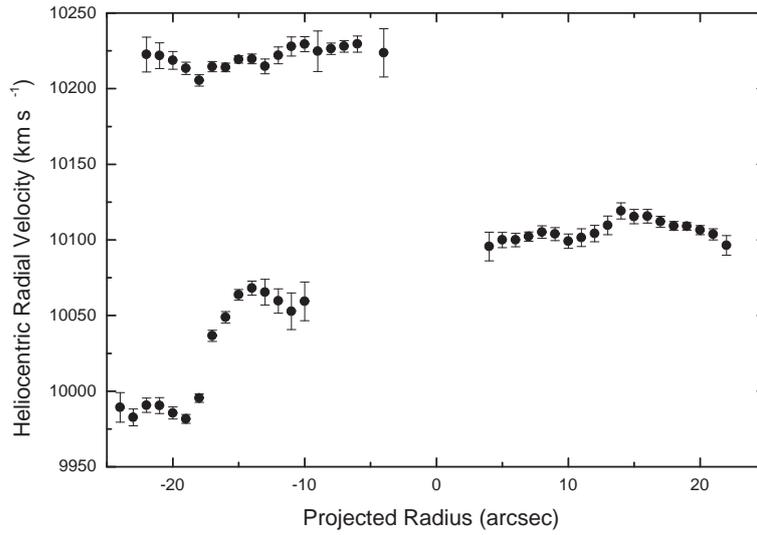


Fig. 2.3: Curva de velocidad radial de MCG+00-12-73 correspondiente a P.A.=13°.

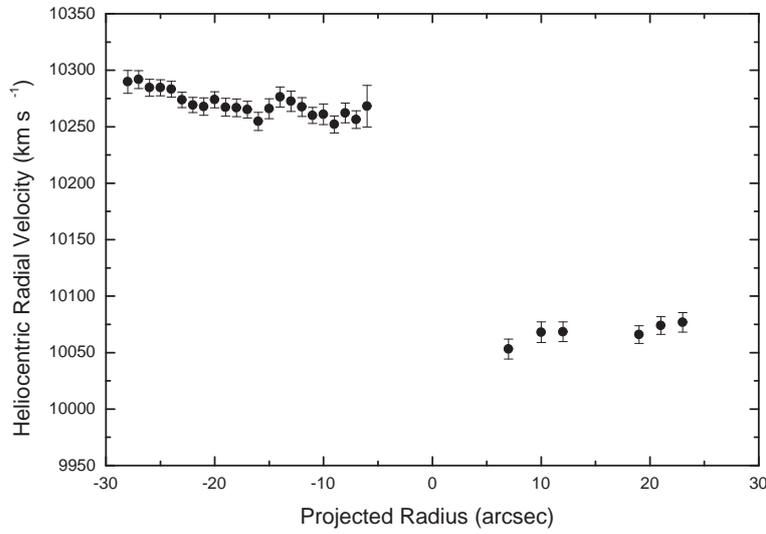


Fig. 2.4: Curva de velocidad radial de MCG+00-12-73 correspondiente a P.A.=106°.

Por lo tanto la deducción del inclinación se hizo cinemáticamente. A partir de las curvas de velocidad radial en al menos dos ángulos de posición distintos, tenemos los valores del radio proyectado R_p y la velocidad radial VR . La relación entre éstas, y la distancia galactocéntrica deproyectada y la velocidad de rotación está dada por las ecuaciones

$$\left(\frac{R_p}{R}\right)^2 = \cos^2 \phi \sin^2 i + \cos^2 i = \frac{\cos^2 i}{1 - \sin^2 i \cos^2 \phi'} \quad (2.2)$$

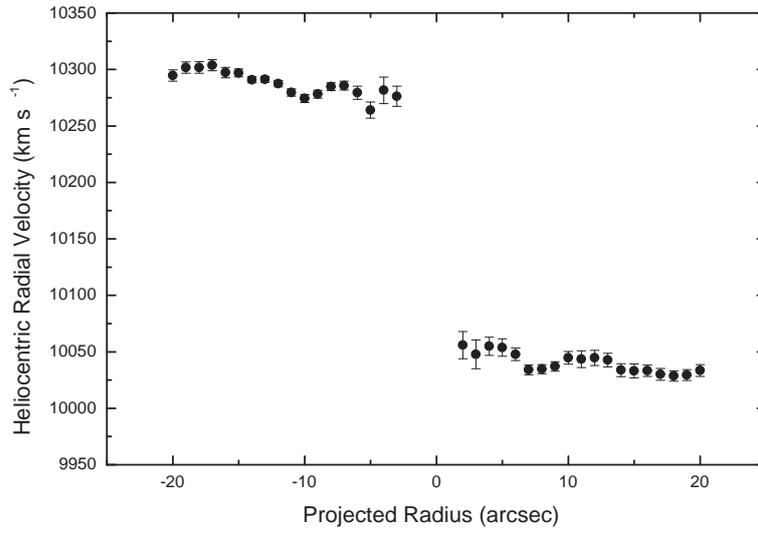


Fig. 2.5: Curva de velocidad radial de MCG+00-12-73 correspondiente a P.A.=70°.

(ya que $R \cos \phi = R_p \cos \phi'$), donde i es la inclinación del disco de la galaxia primaria, ϕ el ángulo (sobre el plano del disco) entre la línea de los nodos y el radio vector, y ϕ' es su proyección en el plano el cielo (ver figura 2.6). Si ΔV and ΔVR son la diferencia de velocidades verdadera y radial observada respectivamente,

$$\frac{\Delta VR}{\Delta V} = \cos \phi \sin i = \left(\frac{\sin^2 i \cos^2 \phi'}{1 - \sin^2 i \cos^2 \phi'} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

de manera que para un punto ubicado sobre la línea de los nodos cinemática $\Delta VR/\Delta V = \sin i$.

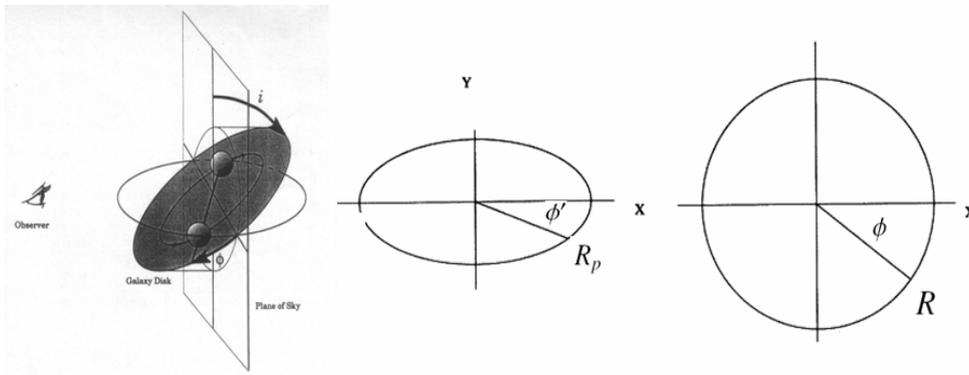


Fig. 2.6: Orientación espacial del disco y su proyección en el plano del cielo.

Tab. 2.2: Propiedades básicas de MCG+00-12-73.

B^a	15,01
I^a	12,90
M_B^b	-20,90
M_I^b	-22,91
V_{helio}	10156 km s ⁻¹
$p.a._0$	71
i	46

^a La incerteza en en las magnitudes aparentes es 0.05.

^b Magnitudes absolutas corregidas por extinción galáctica asumiendo $A_B=0.390$ y $A_I=0.175$ (Schlegel et al., 1998).

A partir de las curvas de velocidad radial para 13° y 106°, se realizó de seta manera una primera deducción del ángulo de posición de la línea de los nodos ($p.a._0$), obteniendo como resultado el valor de 70°. Posteriormente se tomaron cuatro espectros (totalizando un tiempo de exposición de 3h 45m) con $p.a._0=70^\circ$ de manera de obtener una curva de velocidad radial de alta calidad. La razón señal/ruido lograda fue superior a 25. Junto con esta nueva curva, se recalcularon la inclinación y $p.a._0$, obteniéndose respectivamente $i = 46^\circ$ y $p.a._0 = 71^\circ$.

Decomposición bulbo-disco.

Para derivar la distribución de masa de la galaxia huésped, se aplicó un modelo analítico simple que incluye un bulbo y un disco, con densidades $\rho_b(r)$ y $\rho_d(r)$ respectivamente (éstas serán descritas en la subsección siguiente). A partir de la expresión para la distribución de masa se derivaron dos cantidades a ser comparadas con las observaciones. Una es el **brillo superficial**

$$\mu = \sum_{i=1}^2 \Upsilon_i^{-1} \int \rho_i dl \quad (2.4)$$

donde Υ_i ($i=1,2$) es la razón masa-luminosidad de cada componente (bulbo y del disco en este caso). Una vez calculado el brillo superficial, se lo convolucionó con la *función de dispersión de punto* (PSF) que describe en seeing:

$$\mu^* = \mu \otimes f_{\text{PSF}} \quad (2.5)$$

Este último fue ajustado al perfil observado. Es de suma importancia tener en cuenta el efecto del seeing sobre todo al ajustar las regiones más centrales; no hacerlo puede viciar seriamente los valores derivados para parámetros estructurales tales como longitudes de escala características y densidades centrales (e.g. Schweizer, 1979). La PSF fue descrita mediante una función gaussiana, previamente ajustada a los perfiles correspondientes a la fuentes estelares en la imagen CCD de la galaxia. Por lo tanto,

$$\mu^*(X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \mu(X) e^{-\frac{(x-X)^2}{2\sigma^2}} dx \quad (2.6)$$

donde X es el radio aparente galactocéntrico y σ es el ancho mitad de altura (FWHM). Las integrales en la ecuación (2.6) fueron calculadas mediante programas en FORTRAN escritos específicamente para

tal fin y hojas de cálculo estándar. Como resultado del procedimiento descrito quedan determinados los valores de los parámetros de escala involucrados. Éstos son como veremos los parámetros de escala a y b del disco y del bulbo respectivamente. Para el ajuste de los perfiles, se utilizó la banda I ya que es entre las bandas ópticas la más confiable como trazador de la distribución de masa, dado que es la menos afectada por la absorción interna y también la menos afectada por el seeing.

La otra cantidad calculada a partir del modelo es la velocidad circular

$$v(R) = \sqrt{R \left(\frac{\partial(\phi_a + \phi_b)}{\partial R} \right)_{z=0}} \quad (2.7)$$

donde el potencial gravitatorio ϕ_i ($i=a,b$) está relacionado con la densidad de masa por la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2 \phi_i = 4\pi G \rho_i \quad (i = a, b) \quad (2.8)$$

La curva de rotación que resulta de (2.7) involucra las cantidades a y b las cuales se estaban fijadas a partir del ajuste de brillo superficial descrito más arriba; y \mathfrak{M}_a y \mathfrak{M}_b . Estas últimas y en consecuencia Υ_a y Υ_b quedan determinadas una vez que (2.7) es ajustada a la curva de rotación observada.

2.1.3. Modelos para la distribución de masa de MCG+00-12-73A.

Modelo 1.

El primer modelo para la distribución de masa de la galaxias huésped MCG+00-12-73A se construyó a como la superposición de un subsistema esférico

$$\rho_b(R, z) = \frac{3 b^2 \mathfrak{M}_b}{4\pi} \frac{1}{(R^2 + z^2 + b^2)^{5/2}} \quad (2.9)$$

(Plummer, 1911) para el bulbo, y para el disco un subsistema achatado axisimétrico

$$\rho_a(R, z) = \frac{a \mathfrak{M}_a}{2\pi} \frac{1}{(R^2 + a^2)^{3/2}} \delta(z) \quad (2.10)$$

(Kuzmin, 1956; Toomre, 1963). El brillo superficial es

$$\mu(R) = \frac{b^2 \mathfrak{M}_b}{\pi \Upsilon_b} \frac{1}{(R^2 + b^2)^2} + \frac{a \mathfrak{M}_a}{2\pi \Upsilon_a} \frac{1}{(R^2 + a^2)^{3/2}} \quad (2.11)$$

y el potencial correspondiente es

$$(\phi_b + \phi_a)(R, z) = -G \left(\frac{\mathfrak{M}_b}{\sqrt{R^2 + z^2 + b^2}} + \frac{\mathfrak{M}_a}{\sqrt{R^2 + (|z| + a)^2}} \right) \quad (2.12)$$

El brillo superficial observado (promediado acimutalmente) junto con el perfil teórico (2.5) con el que se logró el mejor ajuste se muestra la figura 2.7. Nótese el efecto del seeing sobre todo en la región central, extendiendo el perfil de luz y disminuyendo el brillo superficial central. El perfil es bien reproducido por el perfil teórico convolucionado, excepto por las regiones entre 3" y 6" (además de la contribución correspondiente a la compañera). Esto refleja el hecho de que en el modelo de Plummer la densidad de masa de decae muy rápidamente –proporcionalmente a r^{-5} – y en general no describe muy bien las zonas externas de bulbos y galaxias elípticas, donde la densidad decae aproximadamente como r^{-4} (e.g. Binney & Tremaine, 1987).

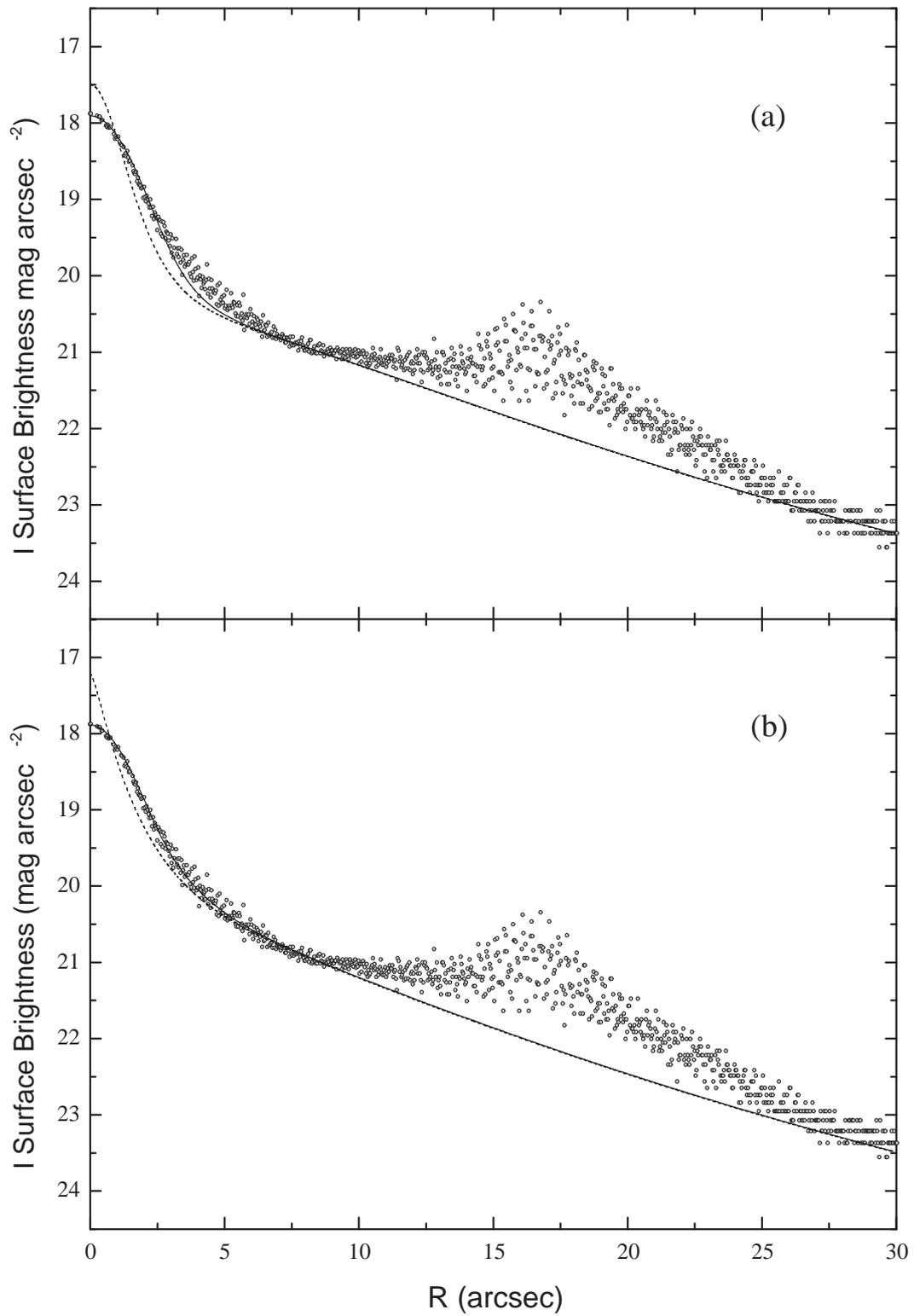


Fig. 2.7: Billo superficial observado en la banda *I* (puntos), perfil teórico, convolucionado (línea gruesa) y sin convolucionar (línea de trazos) para el modelo 1 (a) y el modelo 2 (b).

Tab. 2.3: MCG+00-12-73A - Parametros de los modelos.

Parameter	Modelo 1	Modelo 2
$\mathfrak{M}_a (\mathfrak{M}_\odot)$	$(1,49 \pm 0,10) \times 10^{11}$	$(1,26 \pm 0,10) \times 10^{11}$
a (kpc)	8.8	8.8
$\Upsilon_a (\Upsilon_\odot)$	2.2	2.2
$\mathfrak{M}_b (\mathfrak{M}_\odot)$	$(0,132 \pm 0,10) \times 10^{11}$	$(0,27 \pm 0,10) \times 10^{11}$
b (kpc)	1.0	0.85
$\Upsilon_b (\Upsilon_\odot)$	2.1	2.2

Modelo 2.

El segundo modelo conservó la ley de Kuzmin-Toomre para el disco, mientras que para el bulbo se adoptó el perfil de densidad esférico

$$\rho_b(r) = \frac{(3 - \gamma)\mathfrak{M}_b}{4\pi} \frac{b}{r^\gamma (r + b)^{4-\gamma}} \quad (2.13)$$

introducido por Dehnen (1993), donde $r = \sqrt{R^2 + z^2}$ y $0 \leq \gamma < 3$ es un parámetro que cuantifica la pendiente interior del perfil. Estos perfiles poseen la propiedad de que su distribución proyectada reproduce la ley $R^{1/4}$ en un amplio rango, y son todos igualmente apropiados para este fin (e.g. Geehan et al., 2006); de todas maneras, adoptamos finalmente el modelo con $\gamma=0$ por proveer el mejor ajuste. El brillo superficial correspondiente es

$$\mu_b(R) = \left(\frac{\mathfrak{M}_b}{4\pi b^2 \Upsilon_b} \right) \frac{1}{(s^2 - 1)^3} [-2 - 13s^2 + 3s^2(4 + s^2)X(s)] \quad (2.14)$$

donde $s = R/b$ y

$$X(s) = \begin{cases} \frac{\operatorname{arccosh}(s^{-1})}{\sqrt{1 - s^2}} & s < 1 \\ \frac{\arccos(s^{-1})}{\sqrt{s^2 - 1}} & 1 \leq s \end{cases}$$

El potencial es

$$\phi_b(r) = -\frac{G\mathfrak{M}_b}{2b} \left[1 - \left(\frac{r}{r+b} \right)^2 \right] \quad (2.15)$$

El perfil de brillo superficial observado, junto con el mejor ajuste, se muestra en la figura 2.7(b). Claramente este modelo reproduce mejor la distribución observada.

La curva de rotación del modelo 2 se muestra en la figura 2.8, junto con la curva de rotación media observada a lo largo del eje mayor aparente de la galaxia. Los parámetros de ambos modelos se muestran en la tabla 2.3

2.1.4. MCG+00-12-73B

La figura 2.9 muestra el perfil de brillo superficial en banda I de la galaxia secundaria (=MCG+00-12-73B). Se obtuvo removiendo el disco de la galaxia primaria subyacente, previamente interpolado. La forma del perfil muestra que existe un componente discoidal, y de hecho se ajustó un modelo de dos componentes análogo al modelo 2 de la subsección anterior. Éste se muestra también en la figura 2.9 junto con el perfil observado.

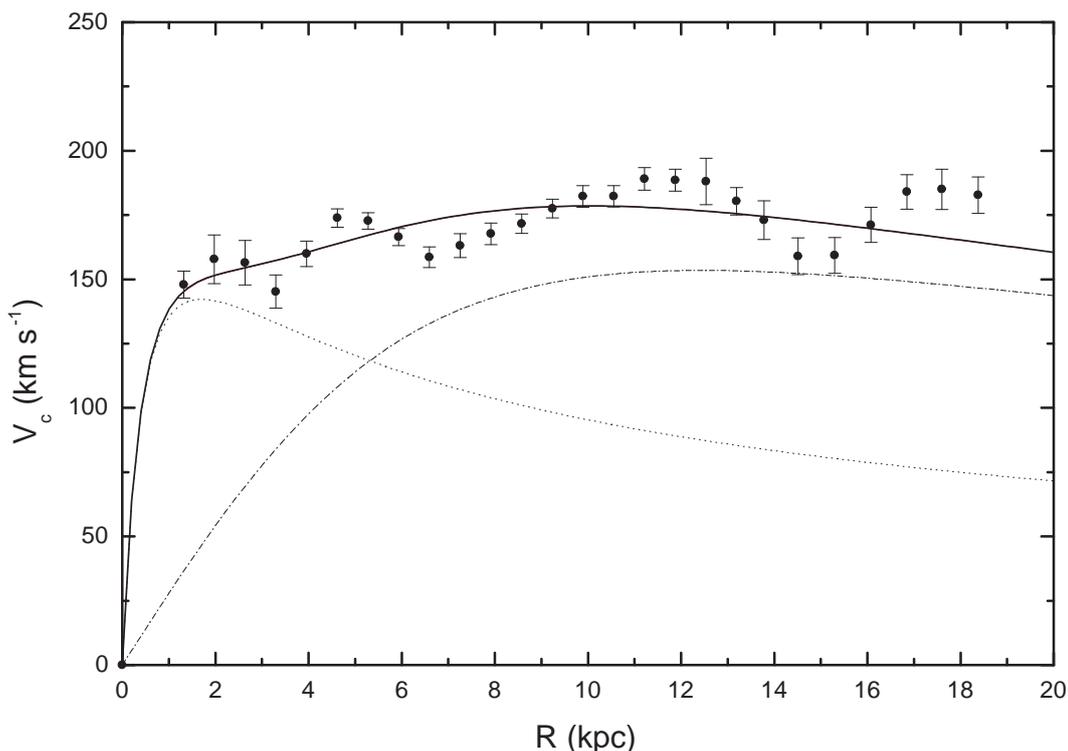


Fig. 2.8: Curva de rotación: contribución del bulbo (puntos), del disco (trazo-punto) y total (línea continua); y curva de rotación observada para $p.a.70^\circ$.

Estimaciones de la masa. La masa de MCG+00-12-73B fue estimada de cuatro maneras: dos en base a la fotometría I , otra con la curva de velocidad radial para $p.a.=13^\circ$ y finalmente con la diferencia de velocidad radial con la primaria. Para el primer caso se consideró la magnitud absoluta y, adoptando para Υ el mismo valor que para MCG+00-12-73A, se calculó directamente la masa. Por otro lado se consideró la relación Tully-Fisher en I (Masters et al., 2006). Para el segundo caso se aplicó la relación $\mathfrak{M}(R) = (32/3\pi)R(\Delta VR)^2$ (e.g. Karachentsev, 1985), y para el tercer caso la misma relación sólo que esta vez aplicada a las dos galaxias como par, es decir $\mathfrak{M}_A + \mathfrak{M}_B = (32/3\pi)R(\Delta VR_{A-B})^2$. Los resultados son:

- | | |
|--|--|
| a) A partir de M_I y $\Upsilon_I=2.2$: | $0.41 \times 10^{11} \mathfrak{M}_\odot$ |
| b) A partir de M_I + relación Tully-Fisher(I): | 0.42 |
| c) A partir de $(32/3\pi)R(\Delta VR)^2$: | 0.53 |
| d) Como en c), pero aplicado al par: | 0.48 |

El valor medio es de $(0.46 \pm 0.06) \times 10^{11} \mathfrak{M}_\odot$. Con este resultado y asumiendo igual valor del cociente masa-luminosidad para el bulbo y el disco, se calcularon los restantes parámetros del modelo de dos componentes (2.4). La inclinación para el disco que los resultados implican es no menor a 20° .

Nótese que el radio de escala del bulbo es menor que el radio del disco de seeing, según resulta del ajuste del perfil convolucionado de brillo superficial. Por consiguiente, MCG+00-12-73B sería una galaxia discoidal con un núcleo pequeño –cuya apariencia de bulbo extendido es debido al efecto del seeing.

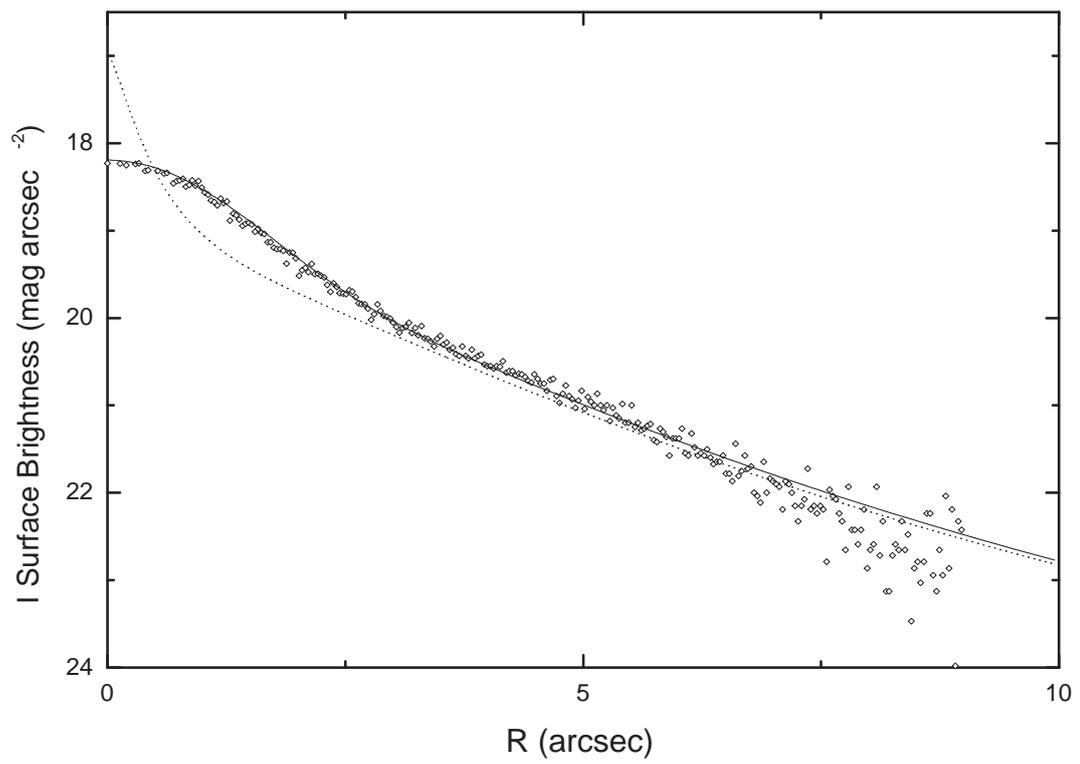


Fig. 2.9: Lo mismo que la fig. 2.7, pero para MCG+00-12-73B.

Tab. 2.4: MCG+00-12-73B - Parámetros del modelo.

Parámetro	Modelo
$\mathfrak{M}_a (\mathfrak{M}_\odot)$	$(0,41 \pm 0,06) \times 10^{11}$
a (kpc)	2,3
$\Upsilon_a (\Upsilon_\odot)$	3,1
$\mathfrak{M}_b (\mathfrak{M}_\odot)$	$(0,05 \pm 0,02) \times 10^9$
b (kpc)	0,28
$\Upsilon_b (\Upsilon_\odot)$	3,1

2.1.5. Discusión

Se aplicaron dos modelos para reproducir la distribución de masa de la galaxia principal, uno involucrando un modelo de Plummer, y el otro un modelo de Dehnen con $\gamma=0$ para el subsistema esférico correspondiente al bulbo, obteniéndose mejores resultados con el segundo. Si bien el valor obtenido para la masa total de MCG+00-12-73A es prácticamente el mismo con los dos modelos, la discrepancia en la razón bulbo/disco entre ellos es del 41 %. Esto es debido, como dijimos más arriba, al hecho de que, al ser el modelo de Plummer más concentrado que el de Dehnen, se requiere una masa mayor de la componente disco para reproducir la curva de rotación observada y el perfil de brillo superficial. La situación peligrosa surge cuando los efectos del seeing no son tenidos en cuenta, es decir, cuando se ajusta un perfil *sin convolucionar* al observado. En este caso, es de hecho posible ajustar un modelo Plummer+Kuzmin (sección 2.1.3) de manera satisfactoria. Pero entonces el valor para el parámetro de escala b resulta sobreestimado en un 60 %. Esto a su vez provoca que la masa –y en consecuencia la razón masa-luminosidad– sea mayor luego de ajustar la curva de rotación. En este caso particular los valores derivados de Υ ascienden a 9.3 para el bulbo y 7.0 para el disco (compárense estos valores con los de la tabla 2.3), para reproducir la distribución de brillo observada. La situación es más crítica con la galaxia secundaria dado que su perfil de brillo es más agudo, como puede verse en la figura 2.9. En conclusión, si se quieren derivar valores precisos de parámetros a partir del ajuste de perfiles, debe ponerse especial cuidado en el tratamiento de los mismos en relación a los efectos del seeing; estos, claro está, son de menor gravedad con menor seeing y perfiles menos agudos.

MCG+00-12-73B aparece superpuesta sobre el disco de la espiral principal, pero no se evidencian distorsiones de marea importantes en la morfología. Tampoco hay apartamientos significativos de la regularidad en las curvas de rotación (el ligero aumento en la velocidad hacia el núcleo principal para $p.a.=13^\circ$ está asociado a la estructura de barra en esa dirección (e.g. Athanassoula, 2001)). La diferencia de velocidades radiales entre ambas galaxias es de 140 km s^{-1} , mientras que la velocidad circular de la primaria en 11 kpc (la distancia galactocéntrica proyectada a la que se ubica la secundaria) es aproximadamente 180 km s^{-1} ; esto sugiere que la órbita de la secundaria está inclinada respecto del plano del disco de la primaria. No se aprecian detalles estructurales (como brazos espirales) en la secundaria, por lo que probablemente estaríamos viéndola a través del disco principal (esto explicaría además el enrojecimiento observado en su núcleo –ver fig. (2.2)). La existencia de un subsistema disco se evidencia en el perfil de brillo superficial (fig. (2.9)), a pesar de no ser evidente en las imágenes, en las cuales el objeto tiene apariencia de bulbo o una galaxia el. Mediante el mismo tipo de análisis, Graham (2002) descubrió el disco de M32, demostrando efectivamente que la apariencia de **galaxia elíptica compacta (cE)** de esta última es muy probablemente consecuencia de la interacción con M31. A esta conclusión habían llegado Bekki et al. (2001) mediante simulaciones numéricas.

Las estimaciones de la masa de MCG+00-12-73B arrojan todos valores similares, con una media de $(0.46 \pm 0.06) \times 10^{11} M_{\odot}$.

2.1.6. Conclusiones

La masa de la galaxia secundaria es aproximadamente un tercio de la masa de la primaria. Esto significa que este objeto se encuentra en el límite de lo que se considera una fusión menor, según la definición convencional. Representa uno de los extremos del espectro de valores de M_B/M_A cubiertos en esta tesis, y en lo sucesivo será considerado como arquetípico de los que denominaremos **fusiones menores “intermedias”**. Este objeto es candidato a generar un núcleo doble duradero, como se verá en la parte II en el marco del estudio teórico.

Analizamos la cinemática de ambas galaxias separadamente a partir de los espectros tomados en varios ángulos de posición. Las curvas de rotación aún no evidencian signos de perturbación. Esto permitió derivar las masas de manera confiable aplicando modelos de dos componentes, los cuales también se ajustaron a los perfiles de brillo superficial. El cuadro es consistente con una interacción en las fases iniciales de fusión, con la galaxia compañera en una órbita inclinada respecto del plano de la galaxia principal.

Mostramos además la importancia de tener en cuenta el efecto del seeing sobre los perfiles y evaluamos cuantitativamente los errores que introduce su negligencia, particularmente en los valores de los parámetros de los modelos.

2.2. ESO 234-064.

Esta galaxia está clasificada como “S...”, con el comentario “2 nuclei?” en el catálogo del ESO (Lauberts, 1982). En las placas fotográficas del mencionado relevamiento tiene apariencia de estar dominado por un disco, visto bajo inclinación moderada.

Esta galaxia no ha sido investigada previamente. Fue incluida en el Catálogo de Galaxias Discoideas con Núcleo Doble (Gimeno et al., 2004).

2.2.1. Observación, reducción y análisis de datos.

Se tomaron imágenes en las bandas *BVRI*, y espectros de ranura larga con el EMF en el telescopio de 1.54m de Bosque Alegre, con las configuraciones descritas en el capítulo 1. Los espectros se tomaron en la dirección de los dos núcleos. Las observaciones se detallan en la tabla 2.5.

La figura 2.10 muestra la imagen *BVRI* compuesta a partir de las imágenes tomadas con el telescopio de Bosque Alegre. La apariencia es la de una galaxia espiral Sa-Sb, con un disco regular y suave y un núcleo principal (\equiv N1) brillante de apariencia esférica. El núcleo secundario (\equiv N2) está a unos $6.7''$ de aquel. Es menos brillante y tiene apariencia semiestelar.

El espectro tomado a lo largo de la dirección que une los núcleos muestra emisión continua proveniente de ambos, y emisión en H_{α} , muy débil en N1 y algo más intensa en N2, pero suficiente para medir diferencia de velocidades radiales, la cual resultó ser $\Delta VR = 220 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$. La velocidad radial sistemática heliocéntrica es $13474 \pm 25 \text{ km s}^{-1}$, que implica una distancia de 184 Mpc para $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Esta es la primera determinación de la distancia de este objeto (Gimeno et al., 2004).

Los resultados de la fotometría se muestran en la tabla 2.6. Como puede verse, N2 muestra índices de color más azules que N1. La magnitud absoluta en el *I* de N2 es $M_I = -18.47$, y aunque diferiremos la discusión acerca de las estimaciones de masa hasta la subsección siguiente, sí adelantaremos que este valor constituye un primer indicador de la naturaleza nuclear de N2 (e.g. Cui et al., 2001).

Si bien el disco tiene apariencia suave y regular, para evidenciar estructuras subyacentes (tales como brazos espirales o posibles puentes de marea) se dividió la imagen *BVRI* por la imagen *I* suavizada. El resultado se muestra en la figura 2.11. Puede apreciarse una estructura de bajo brillo superficial en forma de arco, que tiene un extremo en el núcleo secundario.

Para la construcción del modelo de distribución de masa de la galaxia hospedera se procedió co-

Tab. 2.5: ESO 234-G64: Tabla de Observaciones.

Date	Telescopio-Instrumento	Rango espectral (\AA)	p.a. (grados)	Exposición (min)	Comentarios
1999 Ago	BA-EMF(ID)	filtro B	...	10	Seeing 2.6''
1999 Ago	BA-EMF(ID)	filtro V	...	10	Seeing 2.2''
1999 Ago	BA-EMF(ID)	filtro R	...	10	Seeing 2.0''
1999 Ago	BA-EMF(ID)	filtro I	...	10	Seeing 2.0''
2001 Jun	BA-EMF(RL)	6525-7334	0	120	Ambos núcleos

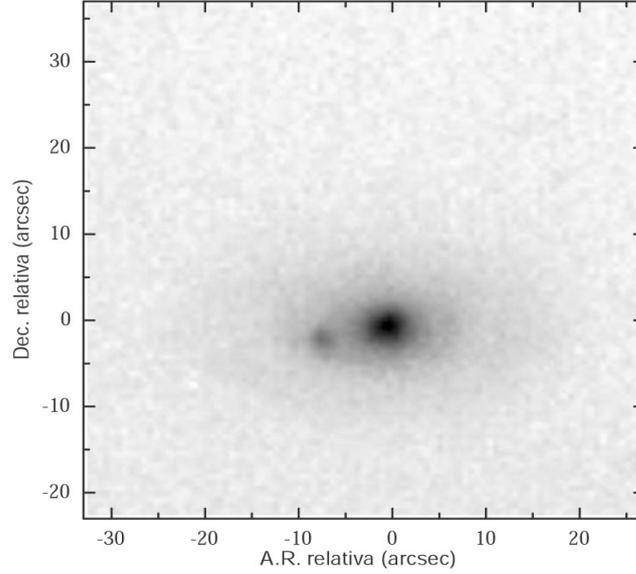


Fig. 2.10: Imagen BVR I de ESO234-G64. La escala es 1.3×1.1 arcmin. El Norte está a la izquierda el Este hacia abajo.

mo se expuso en detalle en la sección 2.1. Al igual que en el caso del objeto anterior, se adoptó un modelo de dos componentes consistente en un bulbo (2.13) y un disco (2.10). En la figura 2.12 se muestran el perfil observado según el eje mayor, en la banda I ; y el perfil teórico, convolucionado con la PSF, y sin convolucionar.

Estimación de la masa y Υ_I . En base a la magnitud absoluta M_I y la relación Tully-Fisher (Masters et al., 2006), se obtuvo el valor $V_{c,max} = 224 \text{ km s}^{-1}$ para la velocidad de rotación máxima del disco¹. La curva de rotación (fig. 2.13) se construyó entonces a partir de este valor y los parámetros de escala derivados del ajuste del perfil de brillo superficial. Asumiendo igual valor para la razón masa-luminosidad Υ_I de ambas componentes, la masa total para la primaria resulta $\mathfrak{M}_A = (3,1 \pm 0,2) \times 10^{11} \mathfrak{M}_\odot$. Este y el resto de los parámetros del modelo se muestran en la tabla 2.7. La masa de N2 fue estimada a partir de

$$M_{I,total} - M_{I,N2} = -2,5 \log \frac{\mathfrak{L}_{I,total}}{\mathfrak{L}_{I,N2}} = -2,5 \log \frac{\mathfrak{M}_{total}}{\mathfrak{M}_{N2}} \quad (2.16)$$

donde se asumió para N2 el mismo valor de la razón masa-luminosidad que para la galaxia principal. Con esto resulta $\mathfrak{M}_{N2} = 1/52 \mathfrak{M}_{N2} = (6,0 \pm 0,2) \times 10^9 \mathfrak{M}_\odot$.

Si bien este objeto es demasiado lejano como para llevar a cabo un análisis detallado del perfil de brillo superficial de N2, sí es posible obtener cotas superiores para un modelo analítico de distribución de masa como los empleados hasta ahora. Para ello, a partir de un corte de un pixel de espesor a través del máximo de N2 se sustrajo el perfil del disco interpolado de la principal, obteniendo así el

¹ Estamos aproximando $M_A \approx M_{Total}$, lo cual es válido dentro de las incertezas involucradas en este caso

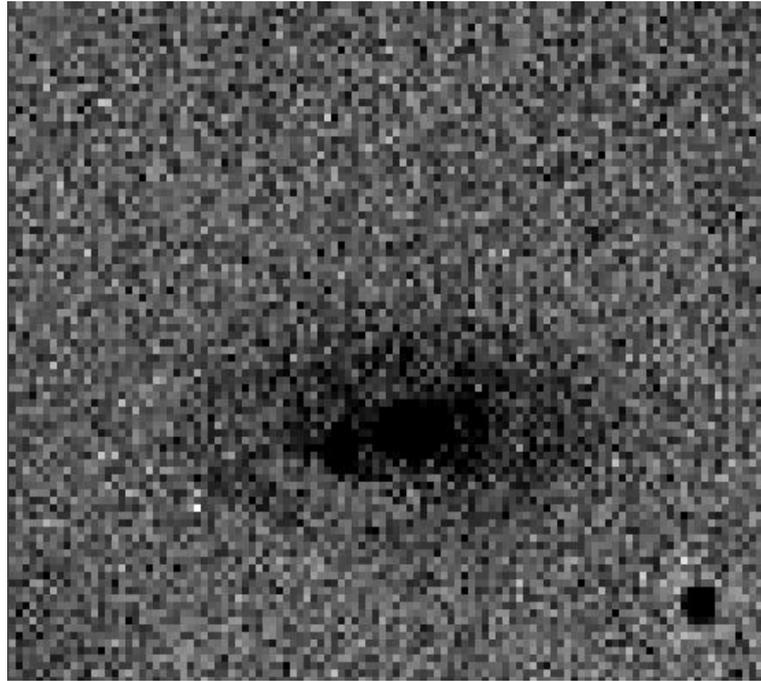


Fig. 2.11: Imagen BVRI luego de filtrar las frecuencias espaciales bajas. Nótese el débil arco uno de cuyos extremos está sobre N2.

perfil de N2. A este se ajustó un modelo de Dehnen (2.13) y también un modelo de Plummer (2.9). Los resultados se muestran en la figura 2.14, y los valores de los parámetros en la tabla 2.12.

Tab. 2.6: ESO 234-G64: Resultados de la fotometría.

Filtro	Total	N1	N2
B	15.46	18.54	19.60
V	14.98	17.54	18.90
R	14.39	16.88	18.56
I	13.78	16.15	17.92
$(B - V)_0$	0.45	0.92	0.62
$(V - R)_0$	0.56	0.68	0.37
$(B - I)_0$	1.60	2.30	1.60
M_I	-22.56	-20.18	-18.42

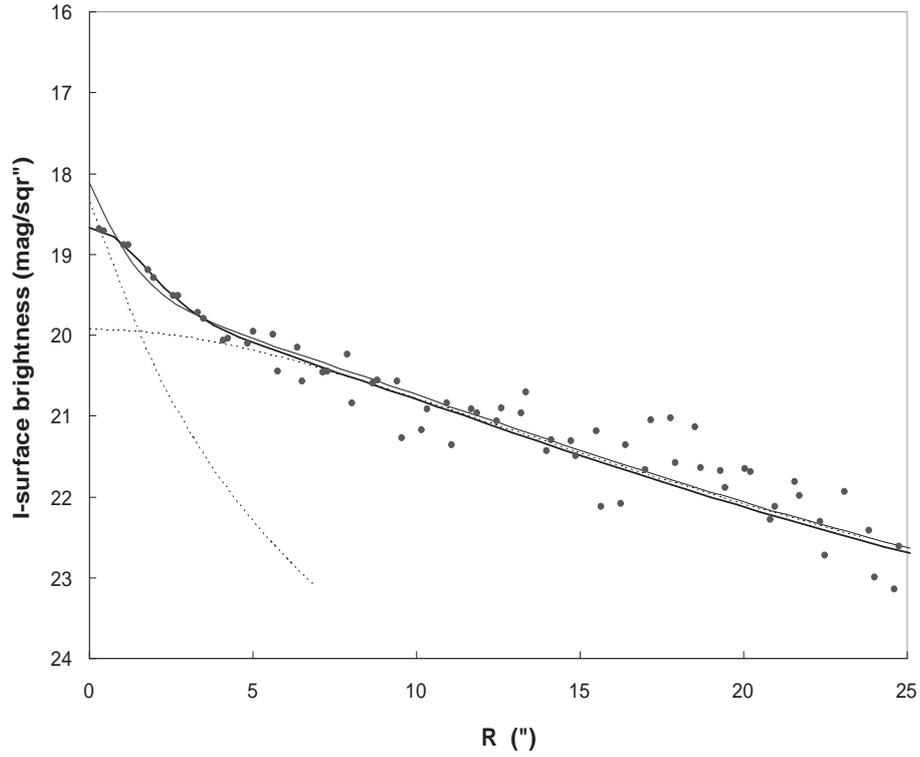


Fig. 2.12: Perfil de brillo superficial I de ESO234-G64: observado (puntos), teórico intrínseco (línea ligera), teórico convolucionado con el seeing (línea gruesa) y contribuciones del bulbo y del disco (línea de trazos)

Tab. 2.7: ESO 234-G64 - Parámetros del modelo.

Parámetro	Modelo
$\mathcal{M}_a (\mathcal{M}_\odot)$	$(3,0 \pm 0,2) \times 10^{11}$
a (kpc)	10,4
$\Upsilon_a (\Upsilon_\odot)$	2,25
$\mathcal{M}_b (\mathcal{M}_\odot)$	$(0,20 \pm 0,02) \times 10^{11}$
b (kpc)	1,3
$\Upsilon_b (\Upsilon_\odot)$	2,25
$\rho_b(0) (\mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-3})$	2,15

2.2.2. Discusión y conclusiones.

Este objeto es bien representativo de un sistema con núcleo doble probablemente originado por lo que definimos en la sección anterior como fusión intermedia. La galaxia principal es una espiral tipo Sab ó Sb de apariencia normal. Los índices de color del núcleo secundario indicarían la presencia una población estelar joven, no obstante su magnitud absoluta en banda I es suficientemente brillante como para ser considerado un núcleo genuino (e.g. Cui et al., 2001). El núcleo secundario está cerca

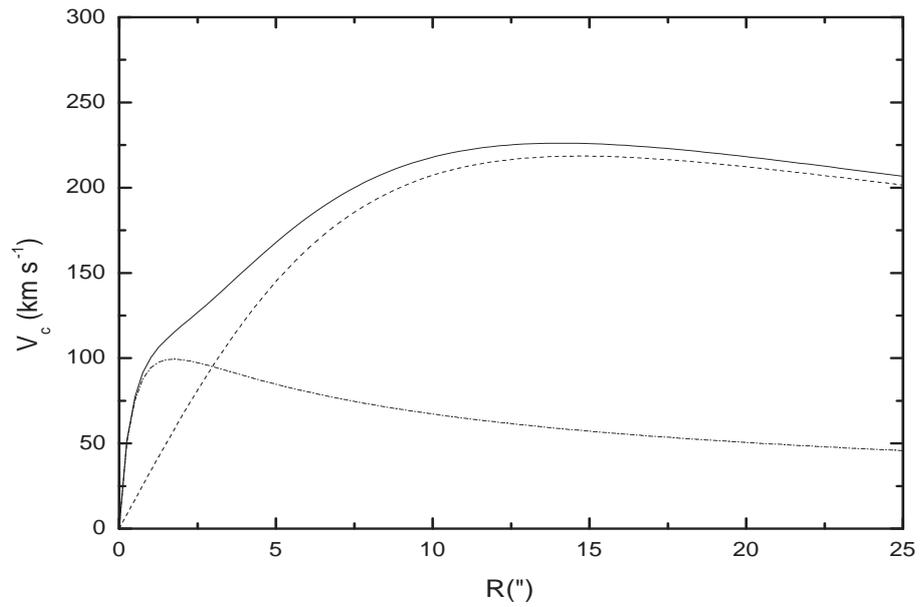


Fig. 2.13: Curva de rotación del modelo para ESO234-G64 (línea gruesa) y contribuciones del bulbo (línea de trazos-puntos) y del disco (línea de trazos)

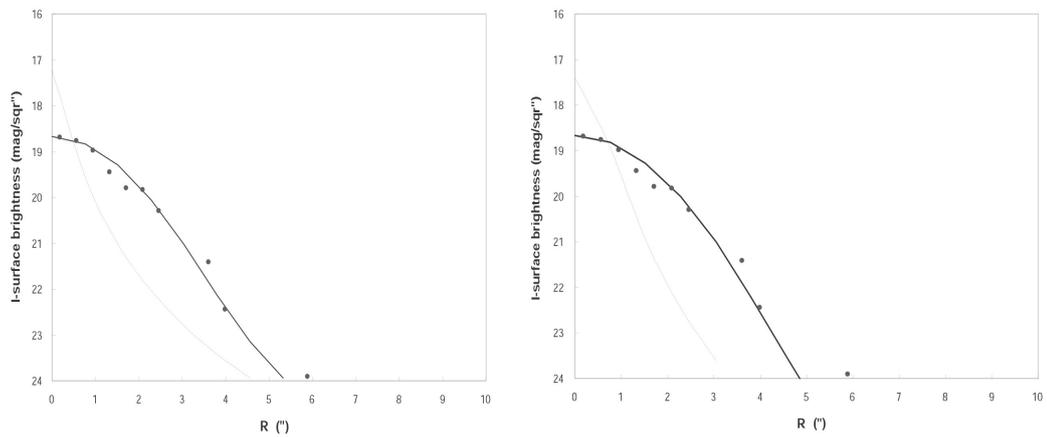


Fig. 2.14: Perfil *I* observado (puntos), teórico intrínseco (línea ligera), teórico convolucionado con el seeing (línea gruesa) de N2 (ver texto principal), para un modelo de Dehnen (izquierda) y un modelo de Plummer (derecha).

del principal y la estructura en forma de arco descrita más arriba posiblemente esté asociada a la interacción con la galaxia principal. Todo el cuadro sugiere que el núcleo secundario está sobre (o al menos cerca de) el plano del disco principal, en caída hacia el centro; dejando detrás una ‘cola’ de marea.

La determinación de las masas se apoya en la fotometría y la validez de la relación Tully-Fisher

Tab. 2.8: ESO 234-G64(N2) - Parámetros de los modelos.

Parámetro	Dehnen	Plummer
$\mathcal{M}_b (\mathcal{M}_\odot)$	$(0,06 \pm 0,02) \times 10^{11}$	$(0,06 \pm 0,02) \times 10^{11}$
$\Upsilon_b (\Upsilon_\odot)$	2,25	2,25
$R_{\text{eff}} (")$	1,6	0,86
b (kpc)	0,55	0,86
$\rho_0 (\mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-3})$	13,1	3,4

en banda *I*. La suposición más fuerte es la igualdad del cociente masa luminosidad Υ_I de la galaxia principal y del núcleo secundario. Bajo estas condiciones, el cociente de masas es $\mathcal{M}_B/\mathcal{M}_A = 0,02$. Este objeto es demasiado lejano como para poder investigar en detalle la forma del perfil de brillo del núcleo secundario, ya que el mismo está ocultado por el seeing. No obstante, es posible establecer una cota superior para el radio efectivo actual. Esto se hizo aplicando dos modelos diferentes, el de Dehnen y el de Plummer; la figura 2.14 muestra que es posible reproducir el perfil observado con cualquiera de los dos satisfactoriamente. Ahora bien, como puede verse en los resultados en la tabla 2.12, los valores para la densidad central sí son diferentes. Esto podría tener implicancias en la supervivencia del núcleo secundario a medida que evoluciona en el sistema, y será una cuestión abordada en la parte II.

2.3. ESO 285-G19.

Esta galaxia fue clasificada como “S(r)...” con la leyenda “2 nuclei?” en el catálogo del ESO (Lauberts, 1982). Posee dos núcleos de brillo comparable, y el disco es más brillante hacia el borde, casi formando un aparente “anillo”.

Esta galaxia no ha sido investigada previamente en forma individual; sólo fue incluida en algunos estudios estadísticos, en particular el Catálogo de Galaxias Discoidales con Núcleo Doble (Gimeno et al., 2004) como clase “1”, es decir, objetos en los que es bien clara la presencia de dos núcleos en la imágenes.

2.3.1. Observación, reducción y análisis de datos.

Se tomaron imágenes en las bandas *BVRI*, y espectros de ranura larga con el EMF en el telescopio de 1.54m de Bosque Alegre, con las configuraciones descritas en el capítulo 1. Los espectros se tomaron en la dirección de los dos núcleos (p.a. 90°). Las observaciones se detallan en la tabla 2.9.

La figura 2.15 muestra, a la izquierda, la imagen *R* del Digitized Sky Survey de ESO 285-G19. Sobre el disco de la misma se evidencian algunas estructuras similares a brazos espirales y un mayor brillo hacia la periferia, aparentemente asociado a una mayor densidad de regiones de formación estelar reciente. A la derecha se muestra la imagen *I* de los núcleos, tomada con el telescopio de 1.54m de Bosque Alegre. La separación angular entre los mismos es de 13",7. El que llamaremos ‘principal’ (\equiv N1) se encuentra aproximadamente en el centro geométrico del disco, y la imagen *I* muestra que posee una muy ligera elongación en dirección NE-SO. El núcleo secundario (\equiv N2) presenta un brillo superficial central algo menor y tiene apariencia esférica. Los espectros tomados en la dirección que une los núcleos, muestran que N1 tiene líneas de emisión consistentes con un brote de formación estelar nuclear, mientras que N2 sólo evidencia un continuo típico de núcleos normales, sin líneas de emisión. La velocidad radial heliocéntrica determinada a partir del corrimiento al rojo de H_{α} resultó ser igual a $15640 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$, que implica una distancia de 215 Mpc, y una separación de 14 kpc entre los núcleos.

Tab. 2.9: Tabla de Observaciones.

Date	Telescopio-Instrumento	Rango espectral (Å)	p.a. (grados)	Exposición (min)	Comentarios
2000 Abr 3	BA-EMF(ID)	filtro <i>V</i>	...	14	Seeing 2.5"
2000 Abr 3	BA-EMF(ID)	filtro <i>R</i>	...	15	Seeing 2.2"
2000 Abr 3	BA-EMF(ID)	filtro <i>I</i>	...	10	Seeing 2.1"
2000 Jun 3	BA-EMF(ID)	filtro <i>B</i>	...	25	nublado
2000 Jun 4	BA-EMF(ID)	filtro <i>B</i>	...	40	Seeing 3.0"
1999 Ago 3	BA-EMF(RL)	6315-7128	90	90	
2000 Jun 6	BA-EMF(RL)	6315-7128	90	90	sin guiado
2000 Jul 25	BA-EMF(RL)	6812-7662	90	180	

Modelos de distribución de masa Como en los objetos anteriores, se construyeron los perfiles de brillo superficial a partir de la imagen en el filtro I . En las figuras 2.16 y 2.17 se muestran los perfiles: el observado y el correspondiente al modelo adoptado, para la galaxia principal. Asumiendo un mismo valor de Υ para bulbo y disco, la masa total de la galaxia principal resulta de $M_A = (2,22 \pm 0,20) \times 10^{11} M_{\odot}$.

Como se mencionó más arriba, el secundario muestra una apariencia esférica, y su perfil de brillo superficial responde a la ley $R^{1/4}$ casi perfectamente. En la 2.18 se muestra el perfil observado junto con el correspondiente a dos modelos: uno de Dehnen (2.13) uno de Plummer (2.9).

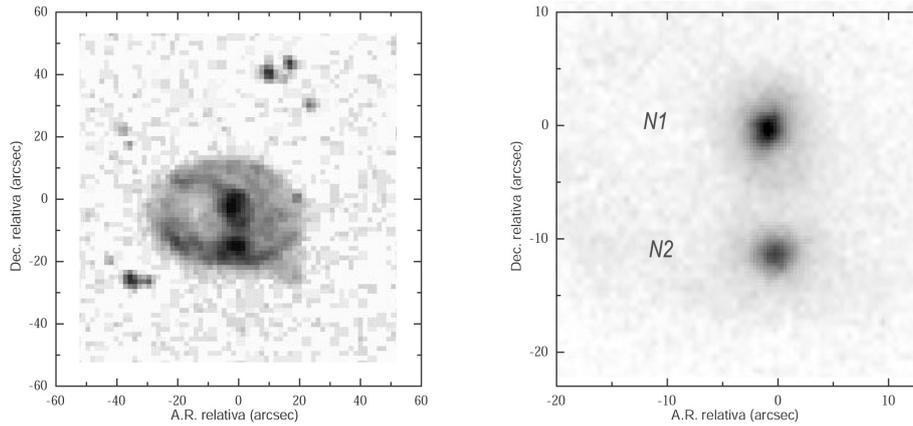


Fig. 2.15: Izquierda: imagen del DSS de ESO 285-G19. Derecha: Imagen I tomada con el telescopio de Bosque Alegre: detalle de los núcleos. El principal está arriba y el secundario abajo. La separación entre ellos es de $13''.7$. El Norte está a la izquierda y el Este abajo en ambas imágenes.

Tab. 2.10: ESO 285-G19: Resultados de la fotometría.

Magnitud	Total	N1	N2
B	14.51	17.85	18.68
V	14.06	16.35	16.85
R	13.51	15.61	16.26
I	12.93	14.93	15.71
$(B - V)_0$	0.38	1.35	1.68
$(V - R)_0$	0.51	0.79	0.63
$(B - I)_0$	1.43	2.77	2.82
M_I	-23.79	-21.79	-21.01

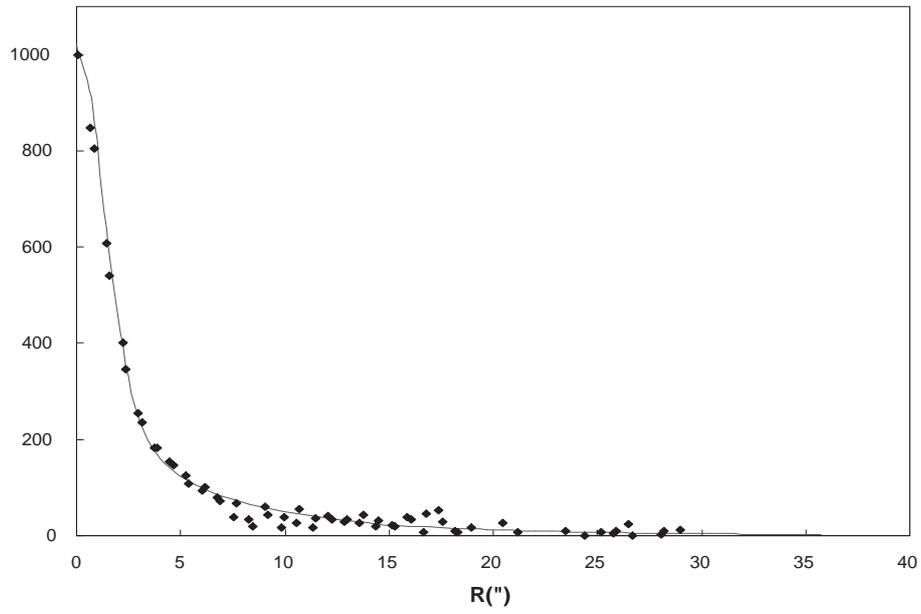


Fig. 2.16: Perfil de brillo superficial I de ESO285-G19: observado (puntos), y teórico convolucionado con el seeing (línea gruesa), en escala de intensidades lineal

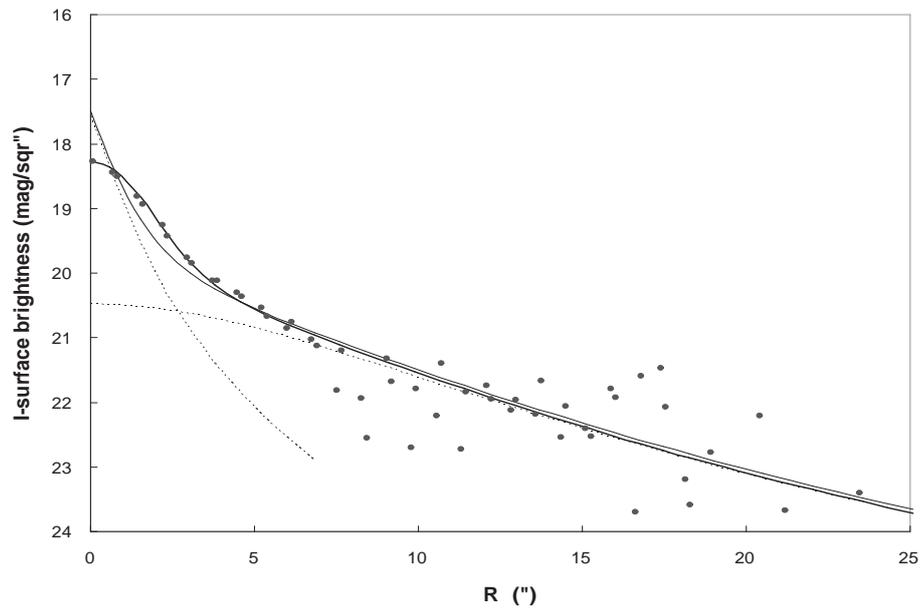


Fig. 2.17: Perfil de brillo superficial I de ESO 285-G19: observado (puntos), teórico intrínseco (línea ligera), teórico convolucionado con el seeing (línea gruesa) y contribuciones del bulbo y del disco (línea de trazos); en escala de magnitudes.

Parámetro	Modelo
$\mathfrak{M}_a (\mathfrak{M}_\odot)$	$(1,8 \pm 0,2) \times 10^{11}$
a (kpc)	10,2
$\Upsilon_a (\Upsilon_\odot)$	2,5
$\mathfrak{M}_b (\mathfrak{M}_\odot)$	$(0,42 \pm 0,02) \times 10^{11}$
b (kpc)	1,22
$\Upsilon_b (\Upsilon_\odot)$	2,5

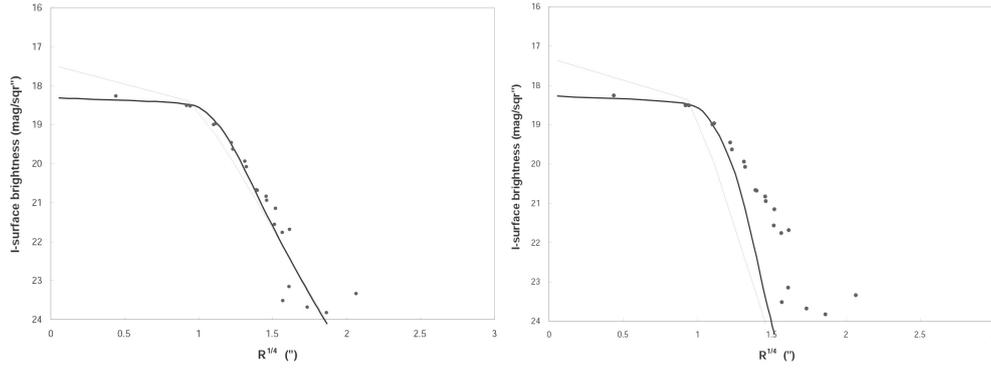


Fig. 2.18: Perfil de brillo superficial I del núcleo secundario de ESO285-G19: observado (puntos), teórico intrínseco (línea ligera), teórico convolucionado con el seeing (línea gruesa); para un modelo de Dehnen (izquierda) y un modelo de Plummer (derecha).

Tab. 2.12: ESO 285-G19(N2) - Parámetros de los modelos.

Parámetro	Dehnen	Plummer
$\mathfrak{M}_b (\mathfrak{M}_\odot)$	$(0,57 \pm 0,01) \times 10^{11}$	$(0,165 \pm 0,050) \times 10^{11}$
$\Upsilon_b (\Upsilon_\odot)$	2,25	2,25
$R_{\text{eff}} (")$	4,1	1,0
b (kpc)	1,4	1,0
$\rho_0 (\mathfrak{M}_\odot \text{pc}^{-3})$	4,7	3,8

2.3.2. Discusión y conclusiones.

Según el presente análisis, este objeto consiste en una galaxia espiral tipo Sb con una satélite de masa moderadamente importante, como en el caso de MCG+00-12-73. Con los valores asumidos para Υ , la razón bulbo-disco en la espiral es $B/D = 0,23$, y la relación de masas de las dos galaxias es $\mathfrak{M}_B/\mathfrak{M}_A = 0,26$ (con el modelo de Dehnen para la secundaria). Nótese que según este modelo, la masa del núcleo secundario es levemente mayor que la del primario; lo mismo ocurre con la longitud de escala.

La galaxia secundaria presenta como vimos un perfil tipo $R^{1/4}$, un espectro continuo sin líneas de emisión y posee un índice $B - V$ menor que el del secundario, –lo cual constituye una excepción

a la tendencia general observada de núcleos secundarios más azules. Estos hechos observacionales sugieren que la secundaria es una galaxia elíptica enana. El escenario más probable sería por lo tanto, una interacción en la cual la galaxia elíptica compañera atraviesa el disco de la principal con una inclinación muy elevada, originando una estructura tipo “anillo” con “rayos”, típico de los remanentes de esta clase de colisiones cuasi-frontales de las cuales la galaxia “cartwheel” es el ejemplo más conocido. Como consecuencia de la interacción, se habría generado el brote de formación estelar nuclear en el núcleo principal, por caída de grandes cantidades de gas (al perder éste momento angular) al centro del potencial (e.g. Murphy et al., 1996). No obstante, la galaxia intrusa, ahora con apariencia de elíptica compacta (cE), podría haber presentado originalmente una distribución de masa incluyendo una componente disco, como en el modelo caso propuesto para M32 por Bekki et al. (2001).

Con el valor obtenido para la relación de masas, este objeto estaría en el límite de la definición original de fusión menor, y dentro de nuestra definición de fusión intermedia, y es por lo tanto candidato a formar un núcleo doble duradero; dependiendo de las condiciones iniciales, la órbita de la secundaria eventualmente se asienta sobre el plano y se circulariza si no es antes disgregada. Estas alternativas se explorarán en la parte II.

2.4. Mrk 305/306.

La galaxia Mrk 306 fue catalogada primera vez por Petrosian et al. (1978) como galaxia con núcleo doble. Es una galaxia espiral barreada, con forma de “signo integral”, cuyos dos núcleos se encuentran en el centro de la “barra”. La separación entre los núcleos es de unos 5”, correspondientes a unos 2 kpc para nuestro valor de H_0 .

Además de esto, Mrk 306 se encuentra en interacción con una compañera cercana, Mrk 305 –una galaxia elíptica, que presenta una ligera elongación en dirección a uno de los brazos principales de Mrk 306. Espectros de baja resolución de los núcleos fueron obtenidos por Petrosian et al. (1979), encontrando que presentan líneas de emisión con características típicas de regiones HII.

Su estructura y cinemática fueron investigadas por primera vez por Petrosian et al. (1985), donde además realizan un análisis espectrofotométrico de los núcleos y otras regiones. Obtienen para la velocidad radial Galactocéntrica el valor $5840 \pm 76 \text{ km s}^{-1}$. Estos autores describen el núcleo principal al que denominan “a”, como “compacto”, mientras que el secundario o “b” es descrito como “difuso y con estructura complicada”. A partir de la espectrofotometría estiman la cantidad de estrellas O-B, obteniendo ~ 2300 para el núcleo principal y ~ 8500 para en secundario. Encuentran que la barra presenta una rotación de cuerpo rígido, con centro de simetría situado entre los núcleos “a” y “b”. A partir de la cinemática derivan para la masa total de la estructura de barra el valor $M = 4 \times 10^9 M_{\odot}$.

Por otro lado, Kollatschny & Dietrich (1990) interpretan a Mrk 306 como una galaxia espiral, vista bajo una elevada inclinación, con un fuerte alabeo –producto probablemente de la interacción con Mrk 305– y el núcleo doble sólo como un efecto de proyección. Obtienen además una nueva curva de rotación, así como curvas de velocidad radial a través de los núcleos en dirección perpendicular a la barra. Muestran que el patrón del campo de velocidades obtenido responde a las características de un disco fuertemente alabeado. Esta conclusión estaría apoyada además porque ambos “núcleos” muestran espectros muy similares entre sí, y que son típicos de brotes de formación estelar reciente. También obtuvieron el espectro de Mrk 305 a través de su núcleo, encontrando que es de tipo “post-starburst”, es decir, ha experimentado en un pasado relativamente reciente un episodio de formación estelar violenta, algo inusual en una galaxia elíptica. Atribuyen esta peculiaridad a la interacción con Mrk 306.

Como para muchos de los objetos investigados en esta tesis, se presentan por primera vez imágenes en banda I , la cual resulta más adecuada para trazar la distribución de masa estelar, tal como se expuso en el primer capítulo. Estas son de hecho las imágenes de este objeto con mejor resolución espacial existente hasta la fecha, con un valor de seeing de 0”.7.

Tab. 2.13: Mrk 305/306: Tabla de Observaciones.

Fecha	Telescopio-Instrumento	Filtro	Exposición	Seeing	Brillo cielo	Mag. límite
2000 Oct 04	JKT-SIT2	B	40 min.	0.9”	$21^m.86 / \text{sq}''$	$26^m.6$
2000 Oct 04	JKT-SIT2	I	30 min.	0.7”	$18^m.68 / \text{sq}''$	$23^m.8$

2.4.1. Observación, reducción y análisis de datos.

Obtuvimos imágenes en bandas B e I con el telescopio de 1m JKT del Observatorio Norte Europeo en octubre 2000, con la configuración ya mencionada. Los datos fueron reducidos siguiendo los procedimientos detallados en el capítulo anterior. Los perfiles de brillo superficial se obtuvieron de la manera ya explicada en las secciones anteriores, lo mismo que el ajuste de modelos convolucionados con el seeing. Las observaciones se detallan en la tabla 2.13.

La figuras 2.19 y 2.20 muestran las imágenes I y B respectivamente de Mrk 305/306 obtenidas con el telescopio JKT. A partir de estas imágenes con excelente resolución varios hechos se evidencian inmediatamente:

- (i) Existe un núcleo principal (es decir, dominante en cuanto a su magnitud –éste será denominado N1 de aquí en adelante) de Mrk 306, *de apariencia compacta y esférica tanto en la banda B como en la I*, lo cual difícilmente puede ser provocado por un efecto visual de proyección del alabeo.
- (ii) *No hay* una concentración central de luz en la banda I (como en el caso de N1) en el candidato a núcleo secundario (\equiv N2). (Si al mejorar la resolución espacial la concentración desaparece, es porque era un efecto de la PSF). Sí hay una leve concentración en la banda B .
- (iii) Existe una segunda concentración de luz (\equiv N3) evidente en la banda B pero sobre todo en la I , aproximadamente $1''$ al S de N1.
- (iv) Hay una estructura con apariencia de ‘brazo’ o ‘puente’, con un extremo originado en N1.
- (v) Como puede verse en la imagen I , y si se hace abstracción de la presencia de N1, efectivamente estamos viendo un disco casi de canto, con una estructura simétrica de unos $10''$ de extensión, en el centro geométrico de la cual se ubica N3.
- (vi) Más allá de los $10''$ comienzan las distorsiones que dan forma al alabeo. En la del extremo N hay más regiones HII mientras que la del S –que apunta en dirección a Mrk 305– es más “limpia”.

Tab. 2.14: Mrk 305/306: resultados de la fotometría.

	Mrk306	Mrk305	N1	N2	N3
B^a	15,07	17,16	21,17	20,64	22,31
I^a	13,23	14,99	17,95	18,82	19,81
M_B^b	-19,62	-17,53	-13,51	-14,04	-12,37
M_I^b	-21,32	-19,56	-16,60	-15,72	-14,73
$(B - I)_0^b$	1,70	2,03	3,09	1,68	2,36

^a La incerteza en en las magnitudes aparentes es 0.05.

^b Magnitudes absolutas y colores corregidos por extinción galáctica asumiendo $A_B=0.265$ y $A_I=0.110$ (Schlegel et al., 1998). Para el cálculo de las magnitudes absolutas se adoptó para la distancia el valor 75 ± 6 Mpc (Giovanelli & Haynes, 1993).

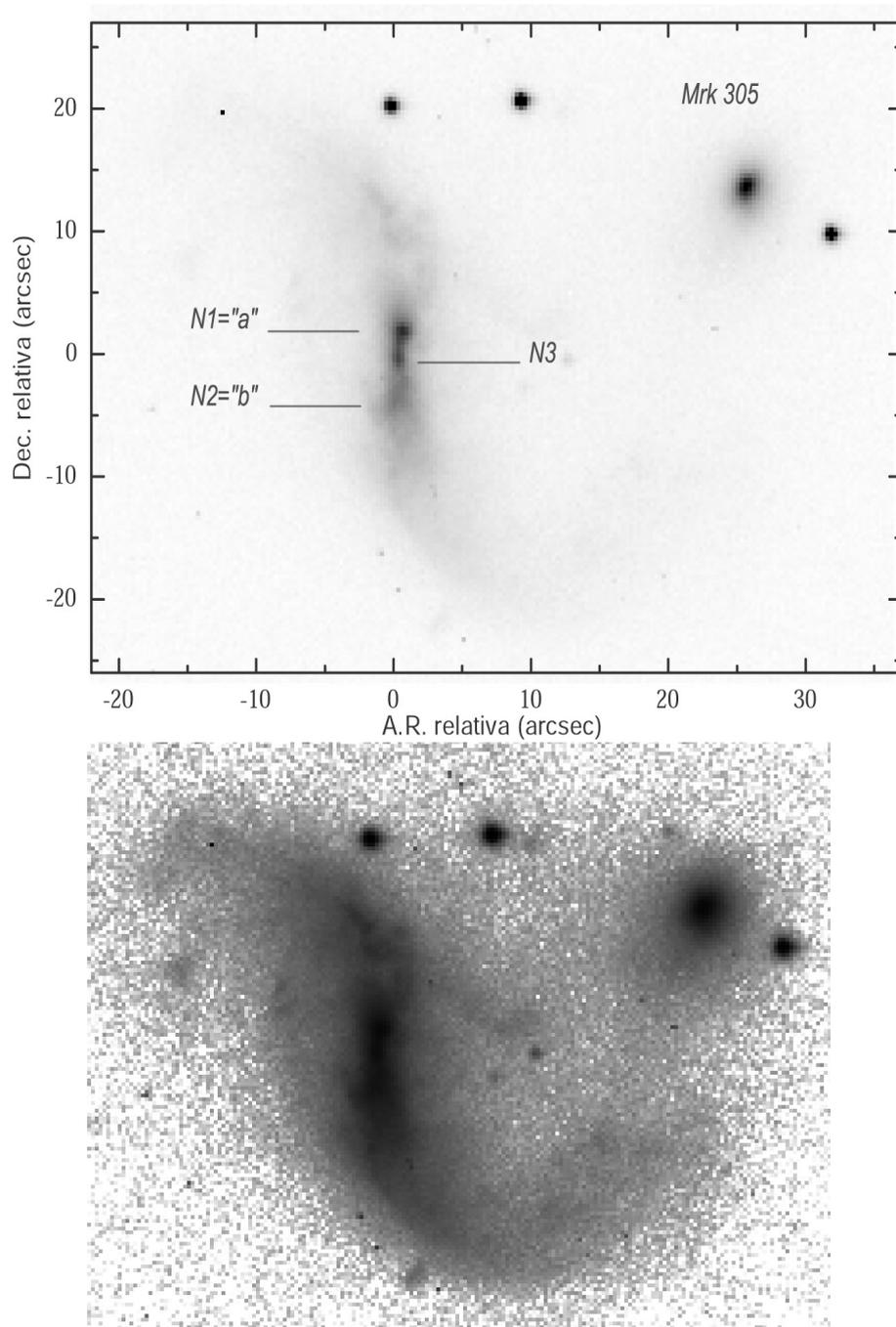


Fig. 2.19: Imagen *I* de Mrk 305/306. Arriba: detalle de los núcleos de Mrk 306 y Mrk 305 (ver texto principal). La escala es 60"×53". Abajo: ecualización ajustada para mostrar características de bajo brillo superficial. El Norte está arriba y el Este a la izquierda.

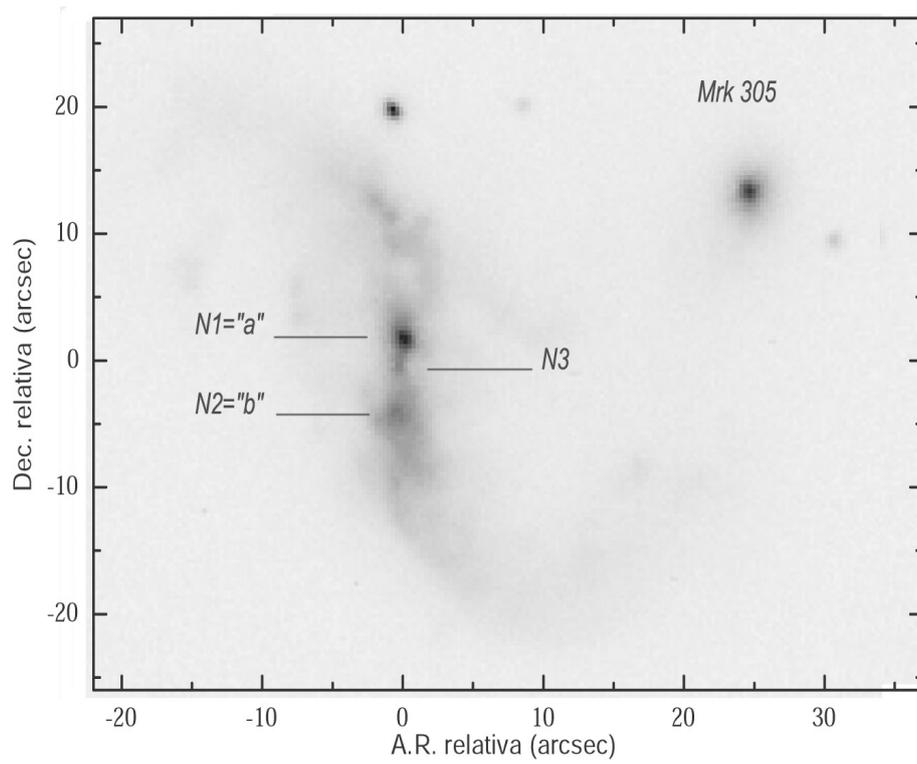


Fig. 2.20: Imagen *B* de Mrk 305/306. Detalle de los núcleos de Mrk 306, y Mrk 305 (ver texto principal). La escala es 60"×53". El Norte está arriba y el Este a la izquierda.

A la luz de estos hechos, y aún antes de llevar a cabo el análisis de los perfiles, pueden derivarse algunas conclusiones acerca de la naturaleza de este sistema:

- Con toda probabilidad N1 posee una naturaleza propia de un sistema estelar esférico (o esferoidal).
- N2 es una región o un complejo de regiones HII gigante(s), lo cual es consistente con los resultados de la espectroscopía de Petrosian et al. (1979) y Kollatschny & Dietrich (1990).
- La galaxia principal esta dominada por un disco (cuya cinemática está reflejada en la parte más interna de las curvas de rotación obtenidas por Petrosian et al. (1979) y Kollatschny & Dietrich (1990)), cuyo núcleo es N3.

En la tabla 2.14 se muestran los resultados de la fotometría de Mrk305 y Mrk306, así como de N1, N2 y N3. Las magnitudes obtenidas en B son indistinguibles de las obtenidas por Kollatschny & Dietrich (1990), y se agregan las magnitudes en I . Nótese que los valores del índice de color $B - I$ (corregido por extinción Galáctica) para N1 y N3 son característicos de poblaciones estelares viejas, mientras que para N2 es considerablemente menor, consistente con poblaciones más jóvenes. Esto apoya las conclusiones parciales expuestas arriba.

Los núcleos de Mrk 306. Según lo concluido más arriba, habría efectivamente dos núcleos en Mrk 306, N1 y N3. De éstos, el segundo se encuentra en el centro del disco, que aún conserva aspecto de tal dentro de un radio de $5''$. Es entonces muy plausible que N3 sea el núcleo original de Mrk 306. Por otro lado N1, de apariencia esférica y mayor brillo aparente, parece estar proyectado sobre el disco; pero a la vez estaría participando del movimiento de rotación del mismo (Petrosian et al., 1979; Kollatschny & Dietrich, 1990).

Para investigar más en detalle la naturaleza de N1, analizamos su perfil de brillo superficial en la banda I de la misma manera que con objetos anteriores (para ello primero se sustrajo la contribución del disco subyacente de Mrk 306). En este caso, el perfil es bien reproducido con un modelo de Plummer (2.9) y *no* con un modelo de Dehnen (2.13). Este hecho se muestra en la figura 2.21, donde se comparan los mejores ajustes con ambos modelos. También a modo de comparación se muestra en la figura 2.22 el ajuste del modelo de Plummer junto con el perfil de una fuente estelar convolucionado con el seeing. Como puede apreciarse, la naturaleza de fuente extendida de N1 es real, y responde a un modelo de Plummer –dentro de las incertezas involucradas.

Es posible refinar un poco más el modelo, y ajustar una *esfera de Plummer truncada* (6.21) al perfil observado. Las motivaciones para esto quedarán claras en la parte II, pero puede adelantarse que los efectos de la interacción gravitatoria entre la esfera de Plummer y la galaxia principal, en concreto la pérdida de masa que aquella sufre, da origen a un perfil característico que en principio puede distinguirse observacionalmente. El perfil de brillo superficial de una esfera de Plummer (de masa \mathfrak{M} y longitud de escala b) truncada puede calcularse analíticamente y su expresión es:

$$\begin{aligned} \Sigma(R, b, \mathfrak{M}, r_t) &\equiv \int_R^{r_t} 2 \frac{r \rho(r, b, \mathfrak{M})}{\sqrt{r^2 - R^2}} dr \\ &= -\frac{1}{2} \frac{b^2 \mathfrak{M} (R^4 + 3 b^2 R^2 + r_t^2 R^2 - 3 r_t^2 b^2 - 2 r_t^4)}{(b^2 + r_t^2) \sqrt{r_t^4 - b^2 R^2 + r_t^2 b^2 - r_t^2 R^2} \pi (R^2 + b^2)^2} \end{aligned} \quad (2.17)$$

En este caso el modelo tiene un parámetro adicional de ajuste, el **radio límite** r_t , que será definido rigurosamente en la parte II. En la figura 2.23 se muestra el mejor ajuste con el perfil de un modelo de Plummer truncado. Si bien dentro de los márgenes de error involucrados no es posible decidir unívocamente entre el modelo truncado y el sin truncar, sí se puede al menos estimar una cota inferior para r_t .

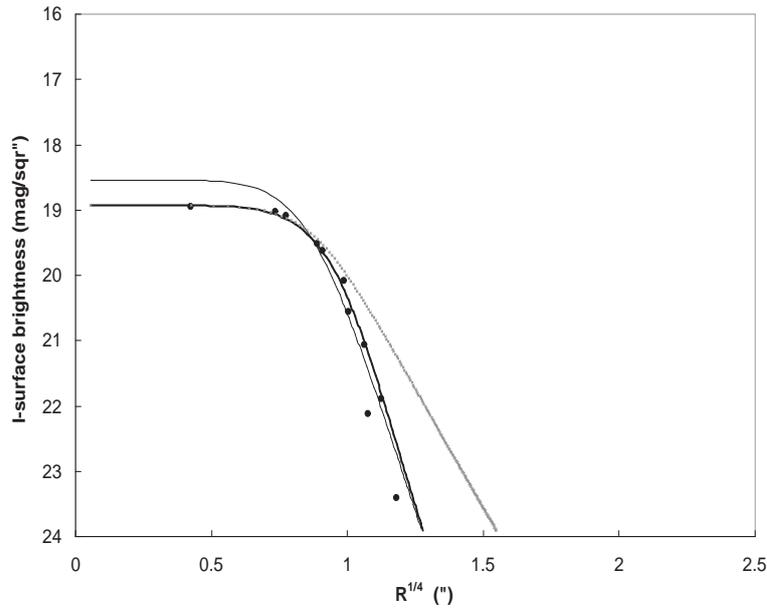


Fig. 2.21: Perfil I de N1, luego de sustraer la contribución del disco (círculos llenos); perfil correspondiente al modelo de Plummer, intrínseco (línea ligera) y convolucionado (línea gruesa). En cruces: perfil correspondiente al modelo de Dehnen, convolucionado. Nótese que no es posible reproducir con este último el perfil observado.

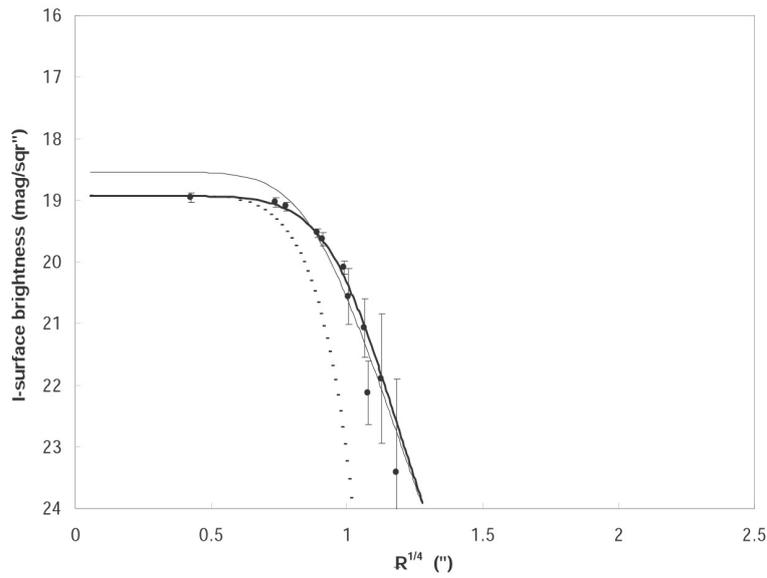


Fig. 2.22: Perfil I de N1 (círculos llenos); perfil correspondiente al modelo de Plummer, intrínseco (línea ligera) y convolucionado (línea gruesa), y perfil de una fuente estelar convolucionado con el seeing.

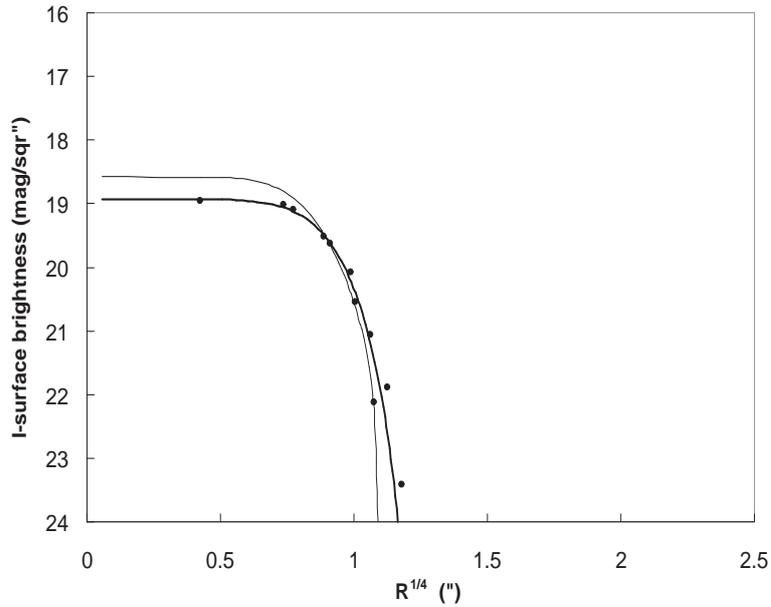


Fig. 2.23: Perfil I de N1 (círculos llenos); y perfil correspondiente al modelo de Plummer truncado (ver texto principal), intrínseco (línea ligera) y convolucionado (línea gruesa).

2.4.2. Discusión y conclusiones.

El perfil de N1 es bien reproducido con un modelo de Plummer (2.9) y no con un modelo de Dehnen (2.13): esto habla de la mayor concentración de masa en este núcleo respecto de lo que es frecuente encontrar en bulbos y/o galaxias elípticas en condiciones ‘normales’. El perfil de Plummer suele observarse en sistemas estelares que se encuentran o encontraron en interacción gravitatoria con sistemas dominantes (tal es el caso por ejemplo de los cúmulos globulares). Por lo tanto esta es una de las indicaciones del origen ‘externo’ a Mrk 306 de N1.

Para el modelo de Plummer truncado de N1, la masa actual es un 59 % de la masa original, según (6.21), lo que habla de una interacción ya evolucionada. La galaxia principal, Mrk 306, es una galaxia disco vista de canto (o al menos con una elevada inclinación), y con un fuerte alabeo, como sugieren Kollatschny & Dietrich (1990), y confirmamos que N2 es un efecto de proyección asociado al mismo. Pero las evidencias observacionales han demostrado también que hay efectivamente dos

Tab. 2.15: N1 (Mrk 306) - Parámetros de los modelos.

	Plummer	Plummer truncado a r_t
$\mathfrak{M} (\mathfrak{M}_\odot)$	$(5,9 \pm 0,1) \times 10^8$	$(7,5 \pm 0,1) \times 10^8$
b (kpc)	0,30	0,34
$\rho_0 (\mathfrak{M}_\odot \text{pc}^{-3})$	5,2	4,7
$\Upsilon_b (\Upsilon_\odot)$	3,0	3,0
r_t (kpc)	...	0,52
$\mathfrak{M}(r_t) (\mathfrak{M}_\odot)$...	$(4,4 \pm 0,1) \times 10^8$

núcleos –de los cuales uno no había sido detectado. El escenario que proponemos en consecuencia es el de una interacción triple: entre una galaxia espiral dominante (Mrk 306), una elíptica (Mrk 305) y otra galaxia tardía donde N1 es el remanente del núcleo. La relación de masas (asumiendo igual razón masa-luminosidad) es 43:7:0.6 aproximadamente (si, como proponen Petrosian et al. (1979) la ‘condensación’ en el brazo Norte cuya masa estiman en $2 \times 10^9 M_{\odot}$, corresponde a esta tercera galaxia, la relación de masas es 41:7:2.6). Este cuadro es consistente con las observaciones en *I* y *B* aquí presentadas, y con los resultados de los trabajos citados, ya que:

- Si se asume que Mrk 306 es una galaxia espiral vista de canto, su núcleo original en el centro del disco, ha permanecido inadvertido en imágenes previas debido a la absorción interna por un lado, y por otro a que la separación angular con N1 (que es muy brillante) es muy pequeña. Sólo la imagen *I* con buena resolución pudo revelar su presencia.
- La interacción con Mrk 305 habría sido la causa de la distorsión del disco observada en el extremo Sur del mismo: como mencionamos más arriba, la cola de marea esta constituida por material estelar del disco de Mrk 306 pero casi sin regiones de formación estelar reciente; además la forma de distorsión refleja la rotación del disco. Asimismo la interacción ha provocado la elongación en las isofotas más externas de aquella, y de la generación de una población estelar joven en la misma –lo cual se manifiesta en su espectro “post-starburst”.
- La segunda interacción habría sido con la otra galaxia espiral, la cual estaríamos viendo en plena disgregación, con N1 como remanente de su núcleo aún conservando su identidad. El ‘arco’ o brazo de marea estaría constituido por material extraído del cuerpo de esta galaxia –además de nuevas regiones de formación estelar como producto de la captura. La contrarrotación que se observa en las curvas de rotación obtenidas por otros investigadores estaría asociada a la cinemática de la galaxia original Petrosian et al. (1979). Pero otra posibilidad es que refleje el movimiento del ‘arco’ que sigue a N1 en caída hacia el disco.

Capítulo 3

FUSIONES MENORES “MENORES”

La introducción de la definición de fusiones intermedias implica que objetos que caen fuera de esta sub-clase poseen atributos que responden a otro tipo de características que los diferencian de los anteriores. En este caso los llamaremos fusiones menores-“menores”. Como dijimos en el capítulo anterior, la definición rigurosa de este concepto deberá esperar hasta las conclusiones tesis, pero tomando como punto de partida la definición aproximada allí introducida, podemos decir que en una fusión menor-menor el núcleo secundario original es destruido. Eventualmente, si la galaxia capturada es rica en gas, puede formarse una estructura o complejo suficientemente importante fotométricamente como para poder equiparar al núcleo de la galaxia primaria en este sentido. El origen de las llamadas “enananas de marea” está estrechamente relacionado con este proceso (Weilwacher & Duc, 2001; Duc & Mirabel, 1998).

3.1. ESO 416-006.

Esta galaxia fue catalogada por primera vez por Guillermo Haro en 1956, y descrita escuetamente como “Violet” (Haro, 1956). Las galaxias de Haro presentan características observacionales distintivas (como consecuencia de la técnica de detección empleada, que más tarde Markarian utilizaría como base de su investigación), que son:

- a) exceso ultravioleta en las regiones nucleares,
- b) espectro con líneas de emisión,
- c) morfologías peculiares

Posteriormente fue observada espectroscópicamente por DuPuy (1970), donde advirtió por primera vez que había “dos grandes regiones de emisión” y una envoltura de bajo brillo superficial. Asimismo concluye que el espectro de líneas de emisión en este objeto y la mayoría de las galaxias de Haro

estaría originado en la excitación del gas por estrellas jóvenes. Clasificada luego como “bi-nuclear” en Lauberts (1982) y como una **galaxia compacta azul** (BCG) (de Vaucouleurs et al., 1991).

3.1.1. Observación, reducción y análisis de datos.

Se tomaron imágenes en las bandas *BVRI*, y espectros de ranura larga con el EMF en el telescopio de 1.54m de Bosque Alegre, con las configuraciones descritas en el capítulo 1. Los espectros se tomaron en la dirección de los dos núcleos (p.a. 110°). Las observaciones se detallan en la tabla 3.1.

En las figuras 3.1 y 3.2 se muestran las imágenes *B* e *I* de ESO 416-G06 tomadas con el telescopio de Bosque Alegre en diciembre de 2001. Nótese la envoltura de bajo brillo superficial, mucho más extendida en la banda *I*. Esto ilustra En las figuras 3.3 y 3.4 se muestran las mismas imágenes pero con los niveles de brillo ajustados para resaltar las estructuras más internas y los núcleos. Estos últimos se encuentran separados una distancia de $7''.6$ equivalentes a 670 pc. Ninguno está ubicado en el centro geométrico de la galaxia (definido como el centro de las isofotas más externas). En *I* el núcleo secundario es mucho menos brillante y la galaxia tiene apariencia más suave y regular. Se advierten dos o tres estructuras filamentosas, evidentes en todas la bandas fotométricas. Se trataría entonces muy probablemente de estructuras de marea constituidas por material estelar. Empleando la misma técnica que para ESO 234-G64 para resaltar las altas frecuencias espaciales, pueden notarse mejor tales estructuras (figura 3.5) en la banda *B*, y también en la *I*. Cabe mencionar que los núcleos conservan de hecho la apariencia de tales luego del filtrado de las frecuencias espaciales bajas, particularmente en la banda *I*, si bien aquí el primario es más brillante.

Los resultados de la fotometría se muestran en la tabla 3.2. El análisis de colores muestra que N2 es mucho más azul que N1, consistente con un brote de formación estelar –esto es confirmado por su intensa emisión en H_α , con un ancho equivalente de unos 90 Å. En N1 es de unos 50 Å. Tanto los índices de color de los núcleos como los del disco son consistentes con los valores obtenidos por Östlin et al. (2001), quienes realizaron una extensa investigación de la dinámica de una muestra de galaxias compactas azules. Asimismo, satisfacen las condiciones que definen una BCG (Gil de Paz et al., 2003). No se ha detectado emisión H_α proveniente del disco, por lo que no fue posible obtener una curva de rotación. Sí se estimaron las masas de los núcleos a partir de la diferencia de velocidades radiales, *asumiendo* movimiento kepleriano. El resultado es $M_{N1} + M_{N2} = 1,5^{+2.1}_{-0.4} \times 10^7 M_\odot$. No existen determinaciones de cocientes masa-luminosidad en el *I* para galaxias compactas azules; para establecer un punto de comparación se calculó $\Upsilon_V \equiv M/L_V$ con las estimaciones de la masa y la fotometría en *V*. Los valores obtenidos también son consistentes con los de Östlin et al. (2001)

Tab. 3.1: Tabla de Observaciones.

Date	Telescopio-Instrumento	Rango espectral o filtro (Å)	p.a. (grados)	Exposición (min)	Comentarios
2001 Dic 09	BA-EMF(ID)	filtro <i>I</i>	...	30	Seeing 2.1"
2001 Dic 09	BA-EMF(ID)	filtro <i>B</i>	...	40	Seeing 2.5"
1999 Oct 16	BA-EMF(ID)	filtro <i>B</i>	...	27	Seeing 3.0"
1999 Oct 16	BA-EMF(ID)	filtro <i>V</i>	...	25	Seeing 2.7"
1999 Oct 16	BA-EMF(ID)	filtro <i>R</i>	...	18	Seeing 2.6"
1999 Oct 16	BA-EMF(ID)	filtro <i>I</i>	...	14	Seeing 2.5"
1998 Oct 3	BA-EMF(RL)	6136-6953	110	90	

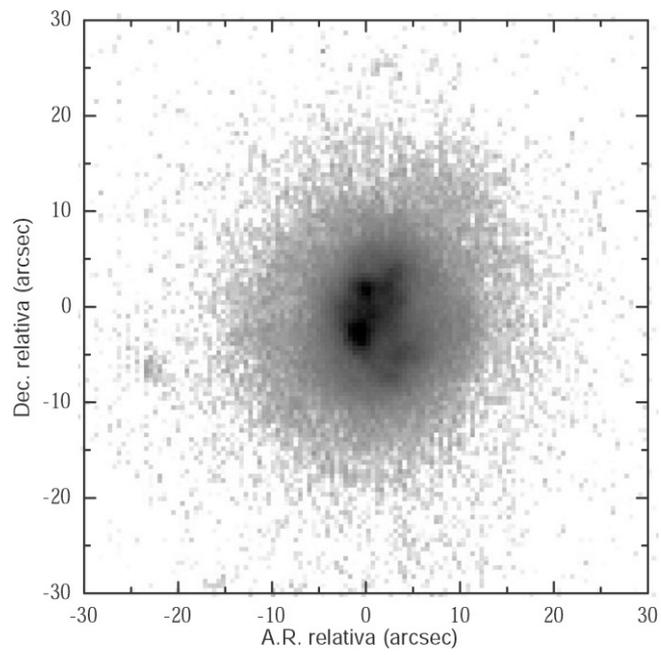


Fig. 3.1: Imagen *B* de ESO 416-006 Tomada con el telescopio de Bosque Alegre La escala es 1.2×1.2 arcmin. El Norte está a la izquierda y el Este abajo.

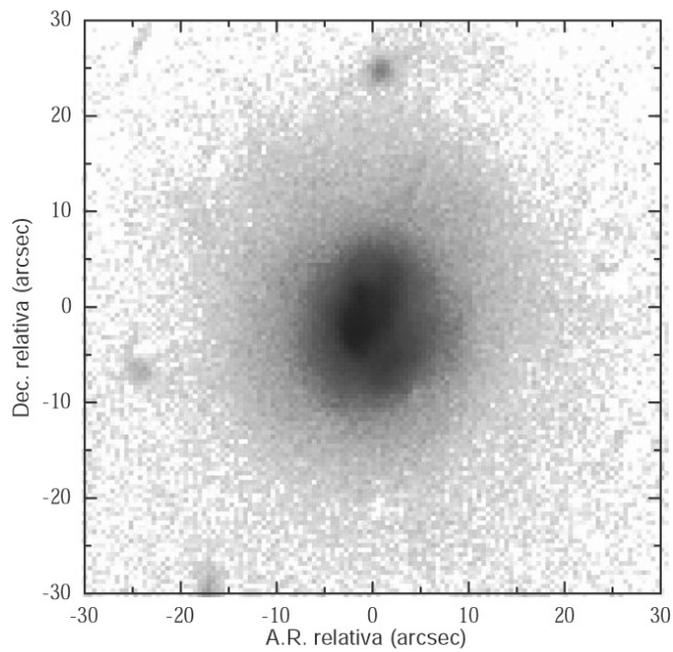


Fig. 3.2: Imagen *I* de ESO 416-006. La escala es 1×1 arcmin. El Norte está a la izquierda y el Este abajo.

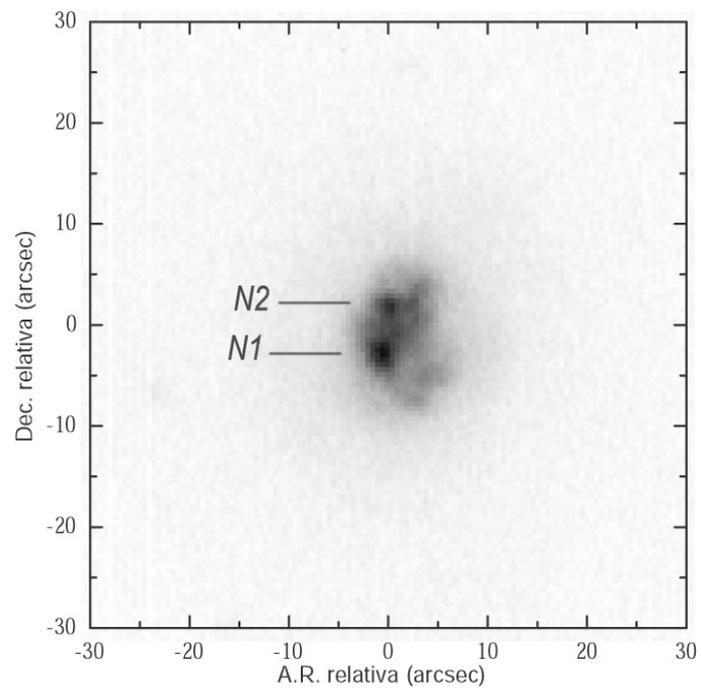


Fig. 3.3: Imagen B de ESO 416-006. La escala y orientación es la misma de la fig. 3.1

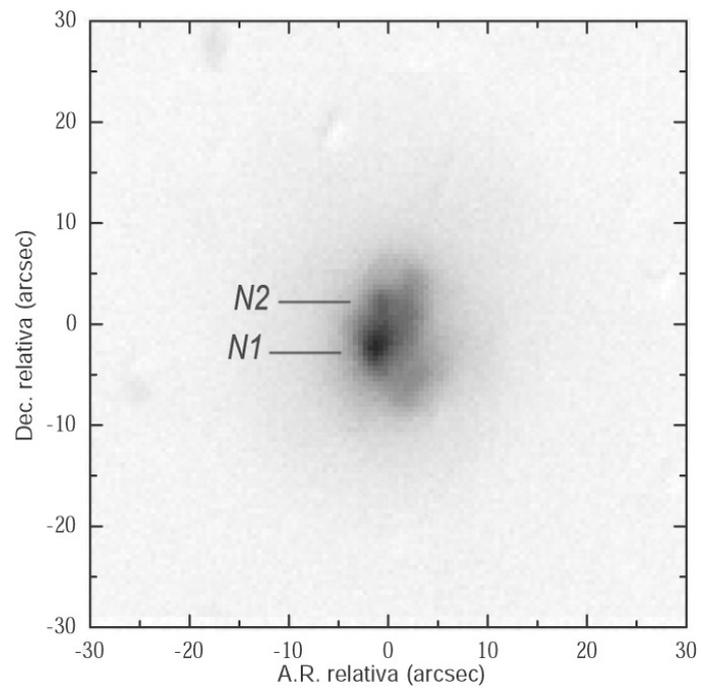


Fig. 3.4: Imagen I de ESO 416-006. La escala y orientación es la misma de la fig. 3.1

para su muestra.

Se ajustó un modelo de dos componentes para el cuerpo principal de la galaxia. El perfil de N2 esta completamente dominado por el seeing por lo que sólo se estimó su masa y sus luminosidades y colores. Los parámetros del modelo que mejor reproduce las propiedades observadas de ESO 416-G06 se muestran en la tabla 3.3.

Tab. 3.2: ESO 416-G06: Resultados de la fotometría.

Magnitud	Total	N1	N2
B	12.98	16.81	18.58
V	12.80	16.68	18.41
R	12.45	16.17	18.06
I	11.61	15.92	18.04
$(B - V)_0$	0.75	0.69	0.02
$(V - R)_0$	0.34	0.52	0.35
$(B - I)_0$	1.32	0.86	0.49
M_I	-18.33	-15.42	-13.30

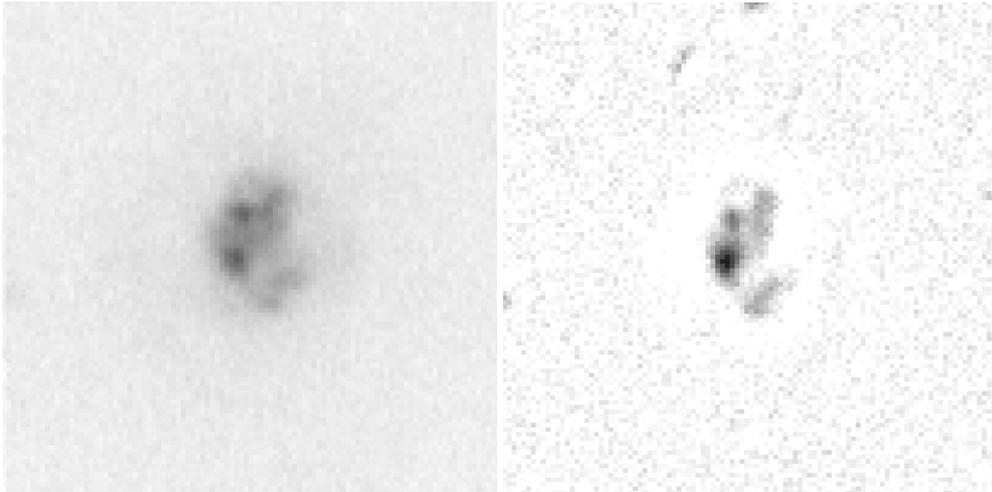


Fig. 3.5: Imagen B (izquierda) e I (derecha) de ESO 416-006 resaltando las frecuencias espaciales altas. Los núcleos y las estructuras son resaltados de esta manera.

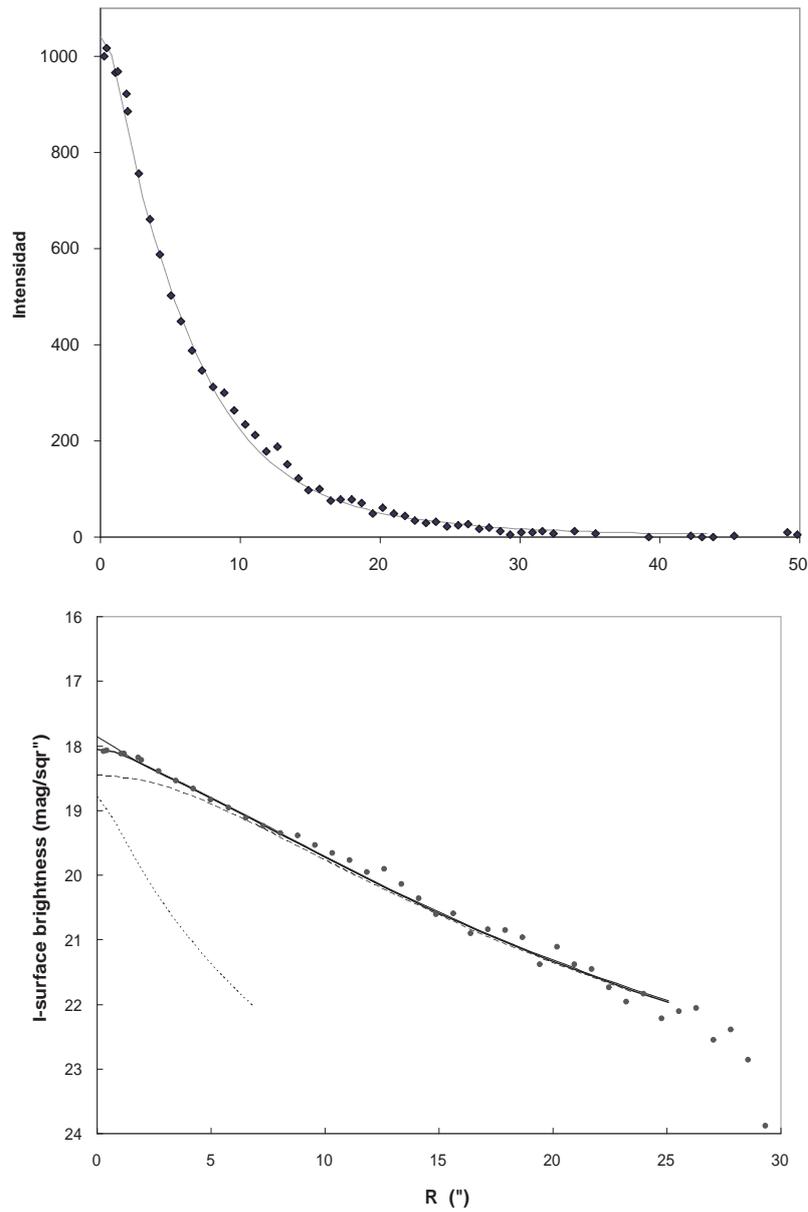


Fig. 3.6: Perfil I observado (puntos), teórico intrínseco (línea ligera), teórico convolucionado con el seeing (línea gruesa) de N2 (ver texto principal), para un modelo de Dehnen (izquierda) y un modelo de Plummer (derecha).

3.1.2. Discusión y conclusiones.

La actividad de formación estelar en este tipo de objetos está originada en fusiones que involucran galaxias enanas ricas en gas y/o nubes masivas de gas. El hecho de que en muchas de las galaxias de Markarian (detectadas con la misma técnica que las galaxias de Haro) se hayan encontrado núcleos dobles y múltiples tiene mucho que ver con este cuadro.

Tab. 3.3: ESO 416-G06 - Parámetros del modelo.

Parámetro	ESO416 – G06A	N2
\mathfrak{M}_a (\mathfrak{M}_\odot)	$(6,0 \pm 0,1) \times 10^8$...
a (kpc)	0,72	...
Υ_a (Υ_\odot)	0,2	...
\mathfrak{M}_b (\mathfrak{M}_\odot)	$(1,5^{+2,1}_{-0,4}) \times 10^7$	$(1,8 \pm 0,5) \times 10^5$
b (kpc)	0,25	$< 0,18$
$\Upsilon_{b,I}$ (Υ_\odot)	$1,81 \pm 0,10$	$\sim 0,02$
$\Upsilon_{b,B}$ (Υ_\odot)	$1,70 \pm 0,10$	$\sim 0,01$

A partir de modelos de síntesis de poblaciones estelares (Leitherer et al., 1999), es posible estimar la masa y edad de N2 mediante el análisis de los colores y ancho equivalente de H_α . Estos son bien reproducidos considerando un brote instantáneo de masa $\mathfrak{M} \approx 10^5 \mathfrak{M}_\odot$ y edad de 8×10^6 años. Es decir que se trataría de una estructura de formación reciente, y dada su ubicación en el cuerpo de la galaxia principal (cercana al centro), puede afirmarse que se ha formado dentro de la misma. Su masa, según el modelo asumido, es de $\mathfrak{M} \approx 10^5 \mathfrak{M}_\odot$. Es discutible si tal estructura puede considerarse un núcleo; dicho valor de masa se encuentra más cercano a la masa de un cúmulo globular. Obviamente su formación se vio favorecida por las condiciones en las que se encuentra; de todas maneras su cercanía al centro del potencial plantea interrogantes acerca de su eventual supervivencia.

Los filamentos observados en este objeto parecen ser estructuras de material estelar, asociadas probablemente a una pasada interacción. Sin embargo, la masa total del sistema es baja como para ser producto de fusión de dos galaxias nucleadas. La razón de masas actual es $\mathfrak{M}_2/\mathfrak{M}_1 < 2 \times 10^{-5}$. La componente estelar vieja es importante en este objeto dadas las luminosidades relativas del disco y los núcleos. Los índices colore implican que existe una población estelar vieja superpuesta al brote de formación estelar en N1. (e.g. Kunth & Östlin, 1999; Östlin et al., 2001; Gil de Paz et al., 2003). Todo esto indicaría que este objeto ya ha atravesado otros episodios de formación estelar violenta en el pasado. Con todo, el brote actual es relativamente leve, comparado con la muestra de Östlin et al. (2001).

3.2. ESO 381-IG23.

Esta galaxia, una espiral pequeña, aparece catalogada como “bi-nuclear” en el “ESO/UPPSALA SURVEY OF THE ESO(B) ATLAS” (Lauberts, 1982). En las imágenes del POSS pueden apreciarse ambos núcleos, uno al centro y el otro ubicado unos 5” al sur del anterior. El eje mayor aparente tiene un tamaño angular 40 segundos de arco, correspondiente a 11 kpc para una distancia de 59 Mpc. El candidato a núcleo secundario es una concentración brillante 5” al sur del centro del disco.

3.2.1. Observación, reducción y análisis de datos.

Se tomaron imágenes en las bandas fotométricas *BVRI* con el espectrógrafo multifunción (EMF) de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, en el modo de imagen directa, en 1999. A partir de éstas se determinaron las magnitudes totales. Se tomaron también imágenes *BVRI* con el telescopio SOAR en 2005, con las cuales se realizó el estudio de los perfiles de brillo superficial y se determinaron las magnitudes de los núcleos y regiones.

Se adquirieron espectros de ranura larga con el espectrógrafo REOSC del telescopio 2,15m de CASLEO entre octubre 2005 y marzo 2006, con la configuración descrita en el capítulo 1. La escala espacial fue de un 1”/pixel. La ranura se orientó a lo largo del eje mayor aparente del disco de la galaxia. La relación señal-ruido lograda fue de 20. También se tomaron espectros de ranura larga con el Espectrógrafo Multifunción del telescopio de Bosque Alegre en febrero de 2000, con la configuración también descrita en el capítulo 1. La ranura se orientó a lo largo de ambos núcleos.

La figura 3.7 muestra los cortes de los espectros a lo largo de las posiciones de los dos núcleos. El ancho equivalente de $H\alpha$ es mayor a 50 Å en el secundario sugiriendo que podría tratarse de una región HII gigante, como en el caso de la galaxia Markarian 788 (Joseph et al., 1988) (Las imágenes de alta resolución con el telescopio SOAR permitieron la confirmación de esto último). La figura 3.8 muestra la imagen compuesta *BVRI* de ESO 381-IG23 tomada con el telescopio de Bosque Alegre, y la figura 3.9 muestra la imagen *BVR* tomada con el telescopio SOAR de 4.1m durante la fase de ciencia temprana. El núcleo secundario ($\equiv N3$) no tiene la forma ni el perfil característico

Tab. 3.4: Tabla de Observaciones.

Date	Telescopio-Instrumento	Rango esp./filtro (Å)	p.a. (grados)	Exposición (min)	Comentarios
2000 Feb	BA-EMF(ID)	<i>B</i>	...	20	Seeing 2.6”
2000 Feb	BA-EMF(ID)	<i>V</i>	...	20	Seeing 2.3”
2000 Feb	BA-EMF(ID)	<i>R</i>	...	4	Seeing 2.1”
2000 Feb	BA-EMF(ID)	<i>I</i>	...	6	Seeing 2.1”
2000 May 30	BA-EMF(RL)	6245 – 7063	0	90	Núcleos
2005 Abr 30	SOAR-SOI	<i>B</i>	...	6	
2005 Abr 30	SOAR-SOI	<i>V</i>	...	2	
2005 Abr 30	SOAR-SOI	<i>R</i>	...	2.3	
2005 Abr 30	SOAR-SOI	<i>I</i>	...	2	Seeing 0.9”
2006 Mar 05	CASLEO-REOSC	6300-6976	74	120	eje mayor

de un núcleo sino que es sólo una región H α gigante, la más brillante de muchas otras presentes en el disco. Puede verse que la forma de N2 es elongada en la dirección E-O; su tamaño aproximado es de $1''.5 \times 0''.75$, correspondiente a 400×200 parsec. Hay otra región más (\equiv N3) a un $1''$ al NO-O de N2, no advertida en imágenes previas; aún así tiene casi la mitad del tamaño de N2. El núcleo verdadero (\equiv N1) tiene apariencia semiestelar, como puede verse en la imagen de *BVR* que se muestra la figura 3.9. La galaxia muestra una apariencia fragmentaria, no obstante con algunos de esbozos de estructura espiral y bandas de absorción.

Los resultados de la fotometría se muestran en la tabla 3.5. Las dos regiones H α presentan índices de color semejantes y marcadamente más azules que los del núcleo. Son también muy brillantes, con magnitudes absolutas $-15,35$ y $-15,84$ respectivamente. Como ya se dijo, N2 es más brillante que de propio núcleo en la banda *B*. Los perfiles radiales en las bandas *B* e *I* se muestran en la figura 3.10. Hay un ligero gradiente de color, el índice $B - I$ decrece radialmente hacia fuera, de manera que la población estelar más joven se encuentra en la periferia.

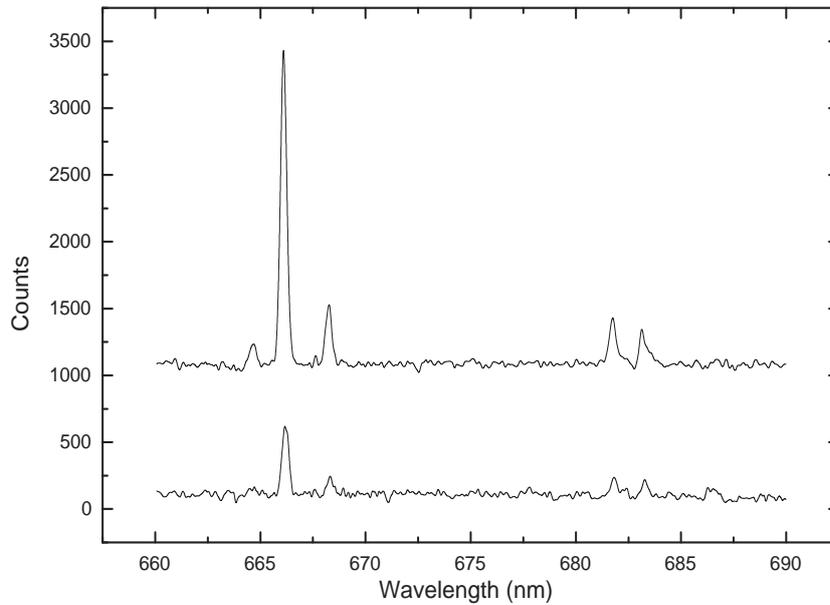


Fig. 3.7: ESO 381-IG23: espectros de los núcleos: nótese la mayor intensidad de la líneas de emisión para N2 (arriba) respecto de N1 (abajo).

3.2.2. Cinemática y distribución de masa.

La inclinación de la galaxia se calculó a partir de

$$\cos^2 i = 1,042(1 - b/a)^2 - 0,042 \quad (3.1)$$

(Holmberg, 1958) donde b/a es la razón de semiejes aparentes medidos sobre las imágenes del SOAR. Para reproducir la distribución de masa, adoptamos un modelo de dos componentes consistente en la superposición de un potencial de Dehnen (1993) para el bulbo y un potencial achatado

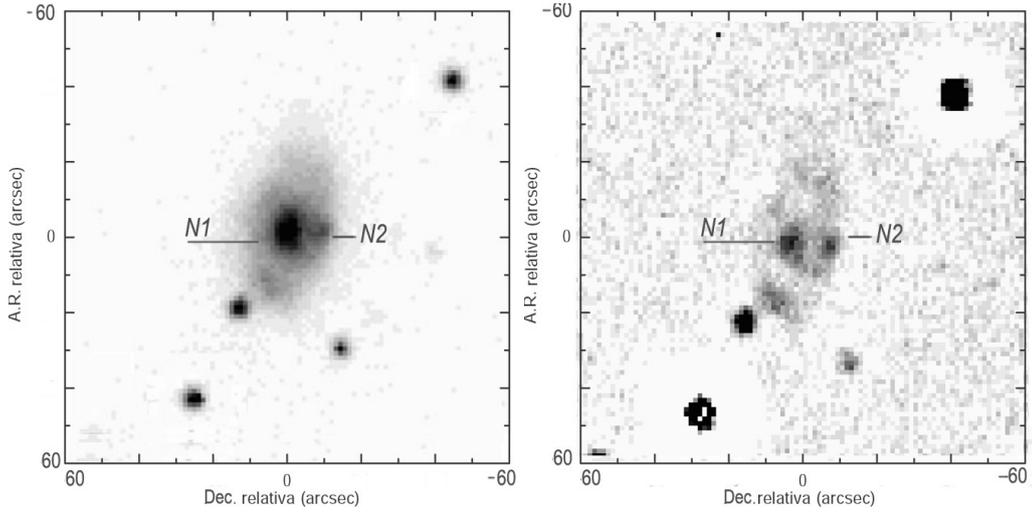


Fig. 3.8: Izquierda: Imagen BVRI de ESO 381-IG23 tomada con el telescopio de Bosque Alegre. Derecha: Imagen BV de Bosque Alegre luego de filtrar la frecuencias espaciales bajas; nótese que se evidencia varias estructuras con la apariencia de regiones HII. La escala es $2' \times 2'$. El N está a la izquierda y el E abajo.

de Satoh (1980) para el disco:

$$\begin{aligned} \phi(R, z) = \phi_1(R, z) + \phi_2(R, z) = \\ \frac{G \mathfrak{M}_1}{2a_1} \left(\frac{R^2 + z^2}{((R^2 + z^2)^{1/2} + a_1)^2} - 1 \right) \\ + \frac{G \mathfrak{M}_2}{(R^2 + z^2 + a_2[a_2 + 2(z^2 + b_2^2)^{1/2}])^{1/2}} \end{aligned} \quad (3.2)$$

donde \mathfrak{M}_1 y a_1 son la masa y la longitud de escala del bulbo, y \mathfrak{M}_2 , a_2 y b_2 los del disco; R y z son las coordenadas cilíndricas. La densidad de masa correspondiente al potencial de Satoh es

$$\begin{aligned} \rho_2 = \frac{\nabla^2 \phi_2}{4\pi G} = \frac{a_2 b_2^2 \mathfrak{M}_2 R^2}{4\pi S^3 (z^2 + b_2^2)} \times \\ \times \left[\frac{1}{(z^2 + b_2^2)^{1/2}} + \frac{3}{a_2} \left(1 - \frac{R^2 + z^2}{S^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.3)$$

donde $S^2 \equiv R^2 + z^2 + a_2[a_2 + 2(z^2 + b_2^2)^{1/2}]$. Para calcular la densidad proyectada, la integral a lo largo de la línea de visión debe calcularse numéricamente ya que la misma sólo tiene expresión analítica para la componente esférica, no así para el disco de Satoh. Una vez calculado el brillo superficial proyectado para la inclinación correspondiente (esto se llevó a cabo mediante programas en FORTRAN escritos específicamente para tal fin y hojas de cálculo standard), se la convolucionó (también numéricamente) con la PSF, como se ha hecho con los demás objetos. En el caso presente, los perfiles observados fueron construidos a partir de las imágenes del SOAR, adquiridas en muy buenas condiciones de seeing (menor a $0''.9$ en I) por lo que el efecto es menos crítico que en otros casos que ya hemos analizado.

La velocidad radial heliocéntrica de la galaxia, deducida del centro de simetría de la curva de

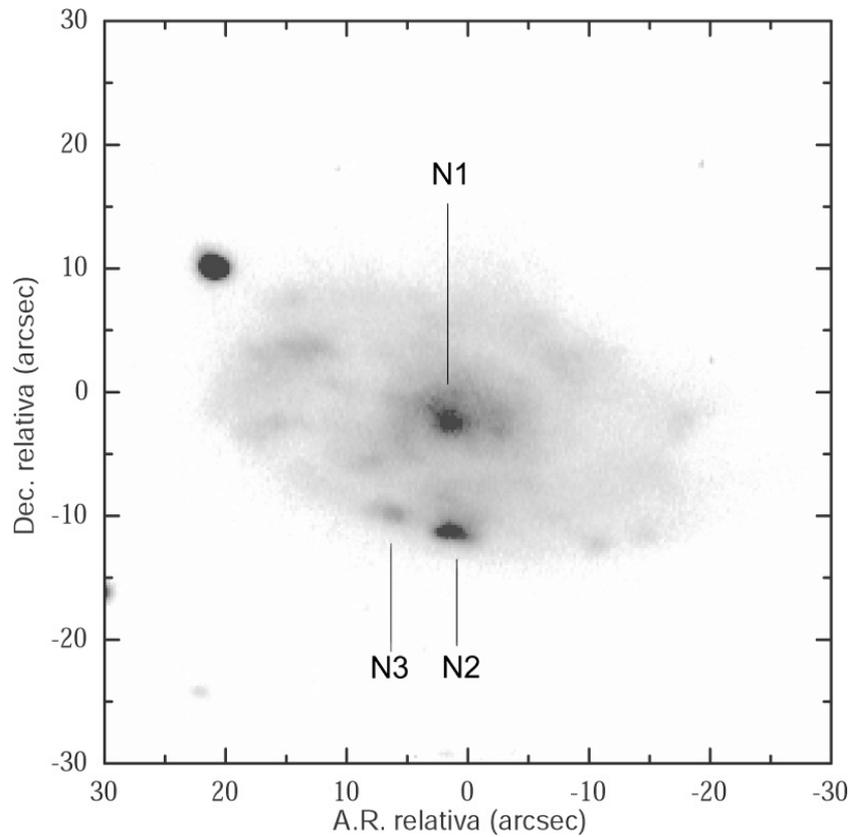


Fig. 3.9: La escala es 1×1 arcmin. El Norte está arriba y el Este a la izquierda.

velocidad radial, es de 4395 km s^{-1} . La curva de rotación observada y la correspondiente al modelo se muestran en la figura 3.11. La curva de rotación observada se extiende hasta 5,2 kpc, lo mismo que el disco fotométrico hasta el límite 24 mag''^2 . La curva de rotación es típica de un disco, con gradiente suave y achatándose en 130 km s^{-1} aproximadamente a 3,5 kpc. Los parámetros derivados del ajuste del modelo se muestran en la tabla 3.6. El ajuste de al perfil del brillo se muestra la figura 3.12 junto con las contribuciones relativas del bulbo y el disco, y la intensidad total integrada a lo largo de la línea de visión, convolucionada con el seeing. Las razones más o luminosidad resultante son uno por el bulbo y 5,8 para el disco respectivamente.

3.2.3. El núcleo secundario: su naturaleza de región HII.

Los parámetros físicos de las regiones HII fueron estimados a partir de modelos evolutivos de poblaciones estelares (STARBURST99 – Leitherer et al., 1999, Sb99 de aquí en adelante).

La region N2.

Como puede verse a partir de la table 3.5, $M_B = -16,35$. Esto implica según los modelos que la masa es mayor a $10^6 M_\odot$ (fig. 49 de Sb99). Luego consideramos el valor observado $B - V = 0,22$.

Tab. 3.5: Fotometría de ESO 381-IG23.

Filter	Total	Núcleo ^a	N2 ^a	N3 ^a
<i>B</i>	14.25	17.51	17.49	18.00
<i>B - V</i>	0.57	0.56	0.22	0.22
<i>V - R</i>	0.39	0.53	0.34	0.40
<i>R - I</i>	0.15	0.28	-0.06	-0.18
<i>M_B</i>	-19.59	-16.33	-16.35	-15.84

^a dentro de una apertura de 10 píxeles de radio $\sim 1''$,5. La incerteza en magnitudes aparentes es 0.05, y para índices de color es 0.1. Las magnitudes y colores están corregidas por extinción Galáctica (Schlegel et al., 1998).

Tab. 3.6: ESO 382-IG23: parámetros del modelo.

Parámetro	ESO 381-IG23
$\mathfrak{M}_1 (\mathfrak{M}_\odot)$	0.023×10^{11}
a_1 (kpc)	1.2
$\Upsilon_1 (\Upsilon_\odot)$	1.0
$\mathfrak{M}_2 (\mathfrak{M}_\odot)$	0.28×10^{11}
a_2 (kpc)	2.8
b_2 (kpc)	0.3
$\Upsilon_2 (\Upsilon_\odot)$	5.8

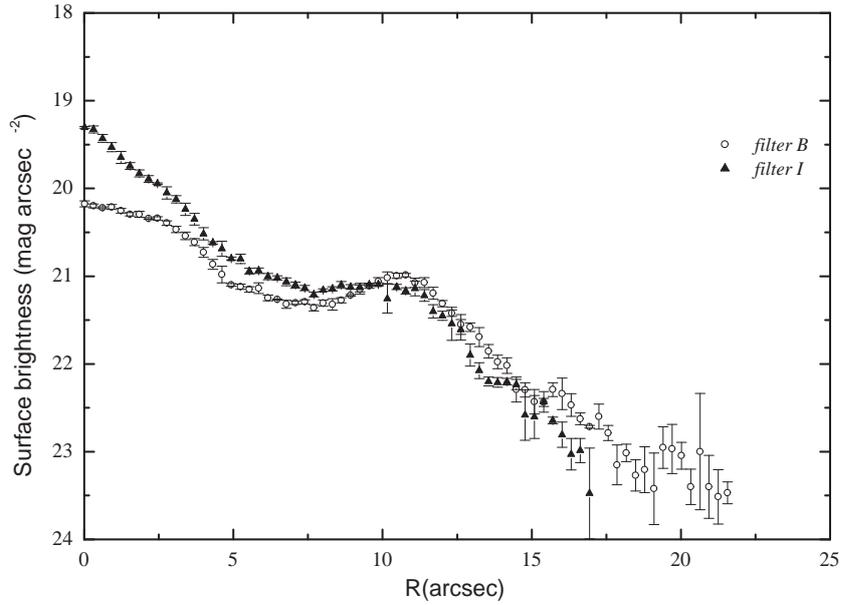


Fig. 3.10: Perfiles *B* e *I* observados a lo largo del eje mayor de ESO 381-IG23

Para un brote instantáneo, con metalicidad $z = 0,020$, esto corresponde a una edad de entre 6 y 8 Myr (Sb99 fig. 57). Valores más bajos de metalicidad pueden descartarse ya que para el valor de $B - V$ observado implicarían una edad mayor a 500 Myr (Sb99 fig. 58) y valores muy elevados para la masa (mayor a $10^8 M_{\odot}$), lo cual ciertamente no es el caso.

Adoptando entonces $z = 0,020$, un brote instantáneo, $\alpha = 2,25$ y $M_{\text{up}} = 100$ para los parámetros de la función inicial de masa (IMF) de Sb99, la edad fue determinada a partir del valor observado de $V - I = 0,28$, arrojando el resultado $t_{\text{burst}} = 6,57 \pm 0,10$ Myr. La masa que corresponde a esta edad y la magnitud M_B observada es $2,15 \times 10^6 M_{\odot}$. Con estos valores para la edad y la masa, el número de estrellas-O para el modelo adoptado es aproximadamente 800 (Sb99 fig. 37). Y si como se dijo anteriormente, el tamaño de N2 es 400×200 pc, sería una de las mayores regiones HII extragalácticas conocidas (e.g. Dinerstein, 1990; McCall et al., 1985). Las condiciones físicas en la región N2 se exploran con mayor profundidad en Gimeno et al. (2007).

La región N3.

El mismo razonamiento delineado para la región N2 se aplica a N3; ambas regiones presentan colores similares, y los resultados son prácticamente los mismos en lo que respecta a la edad y la metalicidad. En particular, y considerando el mismo modelo es $t_{\text{burst}} = 6,50 \pm 0,10$ Myr. Pero, como $M_B = -15,84$, la masa resultante es $1,35 \times 10^6 M_{\odot}$.

3.2.4. Discusión y conclusiones.

La curva de rotación tiene pendiente con un gradiente de velocidad suave, hasta achatarse en $\sim 130 \text{ km s}^{-1}$. Este comportamiento es característico de galaxias muy tardías (tipo Sc-Scd), dominadas dinámicamente por el disco (e.g. Matthews & Gallagher, 2002). La contribución del bulbo es inferior al 10%. La curva de rotación es además regular y simétrica, y no muestra signos de perturbación,

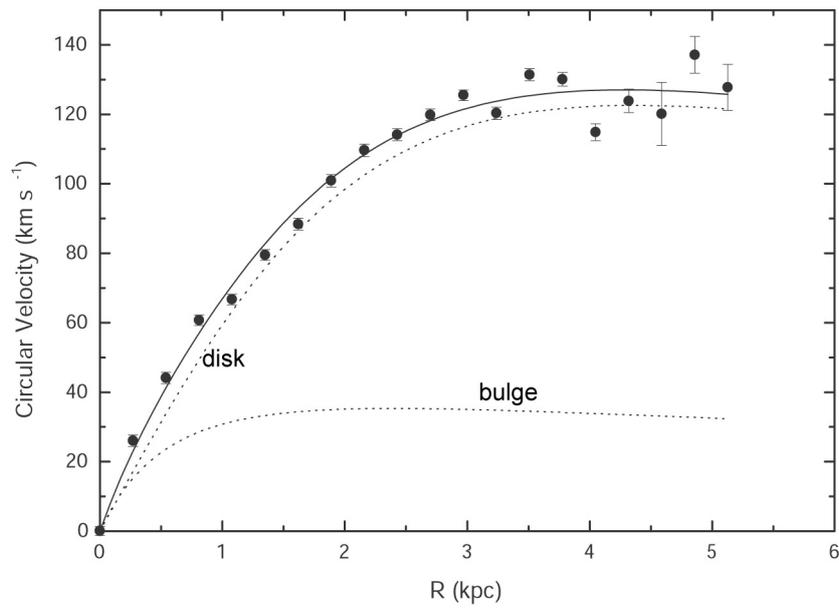


Fig. 3.11: Curva de rotación de ESO 381-IG23. Puntos observados (círculos llenos), modelo (línea continua) y contribuciones del bulbo y del disco (líneas de puntos).

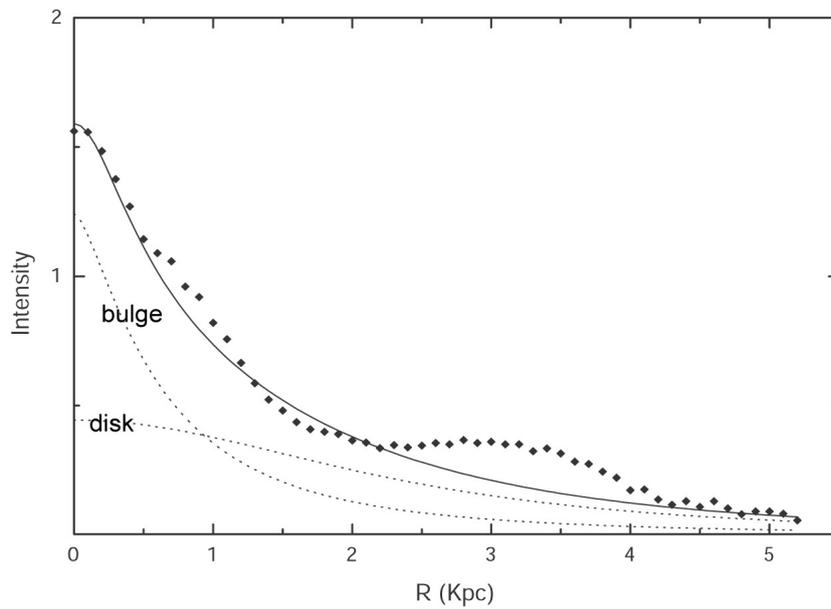


Fig. 3.12: Perfiles *B* e *I* observados a lo largo del eje mayor de ESO 381-IG23

indicando que esta galaxia ha evolucionado aisladamente.

La propiedades del candidato a núcleo secundario fueron analizadas con espectroscopía e imáge-

nes de alta resolución, encontrándose que presenta atributos físicos característicos de regiones HII, como por ejemplo la región ‘Jumbo’ de NGC 3310 (e.g. Pastoriza, Dottori, Terlevich, Terlevich, & Díaz, 1993). Estos autores modelizaron el brote de la región ‘Jumbo’ de la misma manera que en el presente estudio, pero con un modelo que combina dos brotes de edades (5 y 14.5 Myr) conteniendo 570 estrellas-O y 200 estrellas Wolf-Rayet (un total de 770 estrellas ionizantes -compárese este número con nuestro valor de 800 para N2). En definitiva, esta región, ubicada en la periferia del disco, junto con otras regiones similares, ciertamente no es un núcleo de un sistema capturado y ESO 382-IG23 es una espiral normal, con varias regiones de formación estelar.

3.3. MCG -3-35-14.

Esta es una galaxia espiral catalogada por primera vez por Vorontsov-Vel'yaminov y Arhipova (1963), con la descripción 2n; Da; Rf→1Sa, que significa “dos núcleos pequeños; un disco suave; y un gran anillo débil que se transforma en un largo brazo espiral”. La galaxia de hecho tiene un núcleo de apariencia semiestelar ($\equiv N1$) y dos brazos espirales bien desarrollados. Una condensación brillante -el núcleo secundario al que se refiere la descripción ($\equiv N2$)- se encuentra sobre el brazo occidental. El tamaño aparente de la galaxia es de 50". Fue incluida en el Catálogo de Galaxias Discoidales con Núcleo Doble.

3.3.1. Observación, reducción y análisis de datos.

Se tomaron imágenes *BVR* con el telescopio SOAR en 2005, con las cuales se realizó el estudio de los perfiles de brillo superficial y se determinaron las magnitudes de los núcleos y regiones.

Se adquirieron espectros de ranura larga con el espectrógrafo REOSC del telescopio 2,15m de CASLEO entre octubre 2005 y marzo 2006, con la configuración descrita en el capítulo 1. La escala espacial fue de un 1"/pixel. La ranura se orientó a lo largo de la posición de los núcleos, prácticamente coincidente con el eje mayor aparente del disco de la galaxia.

La figura 3.13 muestra la imagen *R* de MCG-3-35-14 tomada con el telescopio SOAR de 4.1m durante la fase de ciencia temprana. La inclinación derivada de (3.1) es 57°. Los brazos espirales son largos y estilizados, y existe una cierta asimetría -el brazo oriental es más abierto. El núcleo y la condensación tienen brillo comparable. Hay además varias otras condensaciones, menos brillantes, sobre los brazos espirales.

Los resultados de la fotometría se muestran en la tabla 3.8. Los índices de color son más azules en N2 que en N1, mientras que las magnitudes absolutas son semejantes. Hay emisión en H_{α} proveniente de todo el disco y de N1 incluso; no hay emisión continua de N2. Todo esto sugiere en principio que N2 podría ser una región HII gigante, su ubicación sobre el brazo espiral favorece esta posibilidad.

3.3.2. Cinemática y distribución de masa.

La velocidad radial heliocéntrica determinada a partir de los espectros obtenidos en CASLEO es 7742 km s⁻¹. La emisión en H_{α} es intensa en todo el disco, pro lo que se obtuvo una buena curva de rotación a partir de ella. La forma de la misma es similar a la de ESO 381-IG23; típica de una

Tab. 3.7: Tabla de Observaciones.

Date	Telescopio-Instrumento	Rango esp./filtro (Å)	p.a. (grados)	Exposición (min)	Comentarios
2005 Abr 30	SOAR-SOI	<i>B</i>	...	6	
2005 Abr 30	SOAR-SOI	<i>V</i>	...	2	
2005 Abr 30	SOAR-SOI	<i>R</i>	...	2	Seeing 0.8"
2006 Mar 05	CASLEO-REOSC	6300-6976	74	120	eje mayor

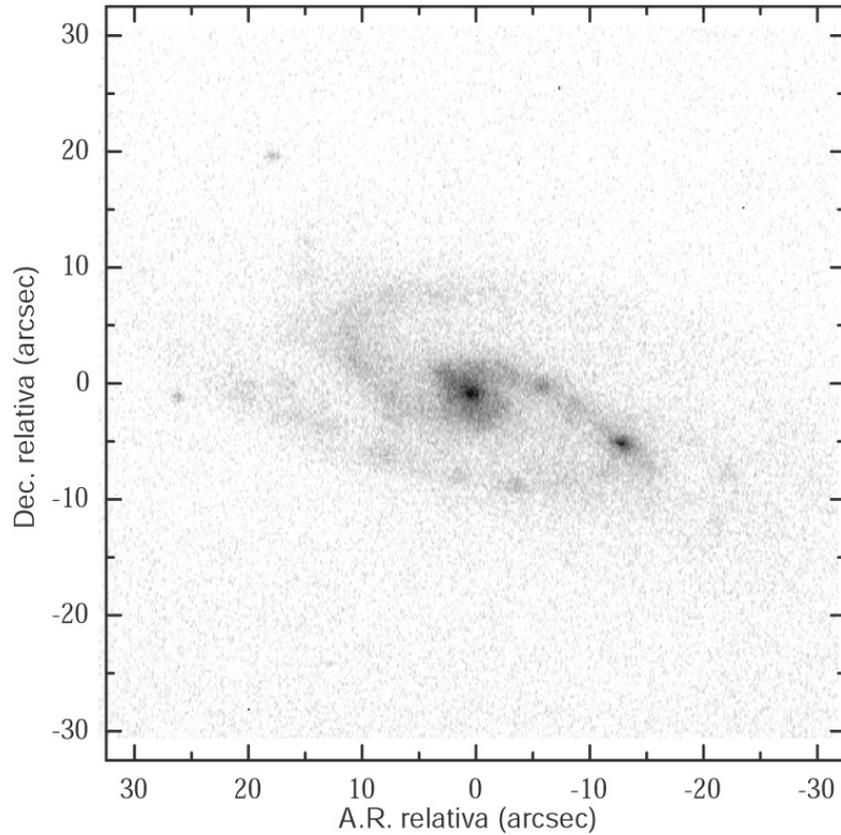


Fig. 3.13: Imagen *BVR* de MCG-3-35-14 tomada con el telescopio SOAR. La escala es $65'' \times 65''$. El Norte está arriba y el Este a la Izquierda. El núcleo secundario está sobre el ‘codo’ del brazo espiral occidental.

galaxia dominada por el disco, levantándose suavemente hasta achatarse en aproximadamente 140 km s^{-1} . La curva de rotación se muestra en la figura 3.14, junto con la correspondiente al modelo. Para modelar la distribución de masa de la galaxia, se aplicó el mismo tipo de modelo que para ESO 381-IG23, es decir, un potencial de la forma (3.2):

$$\begin{aligned} \phi(R, z) = \phi_1(R, z) + \phi_2(R, z) = & \\ & \frac{G \mathfrak{M}_1}{2a_1} \left(\frac{R^2 + z^2}{((R^2 + z^2)^{1/2} + a_1)^2} - 1 \right) \\ & + \frac{G \mathfrak{M}_2}{(R^2 + z^2 + a_2[a_2 + 2(z^2 + b_2^2)^{1/2}])^{1/2}} \end{aligned} \quad (3.4)$$

y los valores resultantes para los parámetros se muestran en la tabla 3.9. La razón bulbo/disco es $1/15$; la masa total resultante es $9.6 \times 10^{10} \mathfrak{M}_\odot$, típica de una galaxia Sc normal.

El ajuste del perfil de brillo superficial se realizó como en los demás objetos, sólo que esta vez se utilizó la banda *R* por no disponer de imagen *I*. El resultado se muestra en la figura 3.15. Los valores que resultan para los cocientes masa-luminosidad son 0.5 para el bulbo y 1.1 para el disco respectivamente.

Tab. 3.8: Fotometría de MCG -3-35-14.

Filter	Total	N1 ^a	N2 ^a
<i>B</i>	15.52	18.95	19.26
<i>B – V</i>	0.42	0.83	0.38
<i>V – R</i>	0.35	0.21	0.07
<i>M_B</i>	-19.97	-16.54	-16.24

^a dentro de una apertura de 10 pixeles de radio $\sim 1''$,5. La incerteza en magnitudes aparentes es 0.05, y para índices de color es 0.1. Las magnitudes y colores están corregidas por extinción Galáctica (Schlegel et al., 1998).

3.3.3. El núcleo secundario de MCG-3-35-14.

Desafortunadamente no se dispuso de imagen *I* para este objeto; no obstante, aún puede estimarse la edad de N2, considerada como una región HII gigante, a partir del estudio de la evolución del índice *B – V* con la ayuda de los modelos evolutivos ya utilizados en ESO 381-IG23 (Leitherer et al., 1999, fig.57), si bien los efectos de absorción interna pueden ser mayores. Con el mismo modelo adoptado para las regiones de ESO 381-IG23, resulta para la edad del brote $t_{\text{burst}} = 8,0 \pm 1,0$ Myr; y para la masa $4,1 \times 10^6 M_{\odot}$.

Tab. 3.9: MCG-3-35-14: parámetros del modelo.

Parámetro	valor
$M_1 (M_{\odot})$	0.06×10^{11}
a_1 (kpc)	1.2
Υ_1 (Y)	0.5
$M_2 (M_{\odot})$	0.90×10^{11}
a_2 (kpc)	7.6
b_2 (kpc)	0.5
Υ_2 (Y)	1.1

3.3.4. Discusión y conclusiones

Como en el caso de ESO 381-IG23, este objeto también es una galaxia normal, dominada dinámicamente por el disco, con una alta tasa de formación estelar global. El núcleo secundario es con toda probabilidad una región HII gigante como en aquella. La masa calculada para N2 es aproximadamente el doble que el de la región de ESO 381-IG23 estudiada anteriormente.

En la parte II se especulará con la posibilidad de que N2 forme una estructura capaz de convertirse eventualmente en un núcleo secundario. Lo que sí queda claro de cualquier manera, es que N2 no es el remanente de un núcleo preexistente, producto de la captura de una galaxia satélite.

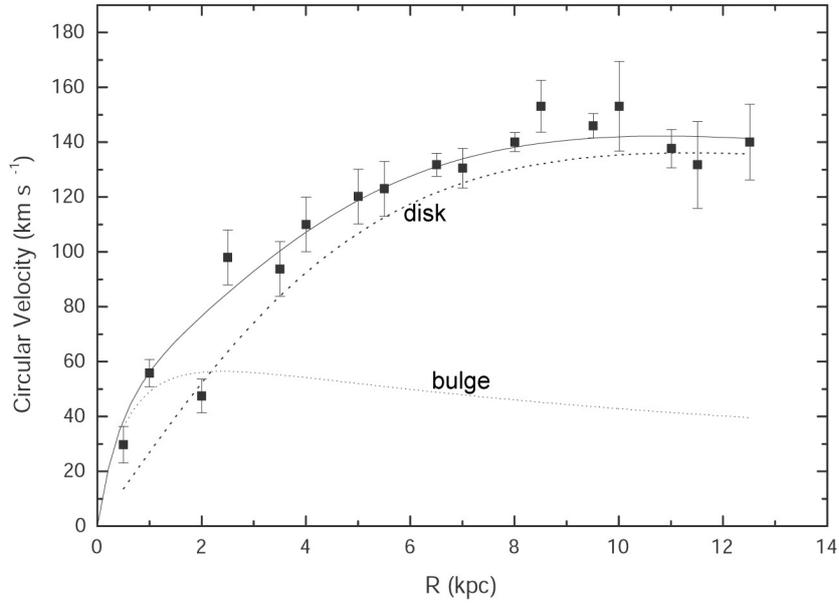


Fig. 3.14: Curva de rotación de MCG-3-35-14; puntos observados (círculos llenos), modelo (línea continua) y contribuciones del bulbo y del disco (líneas de puntos).

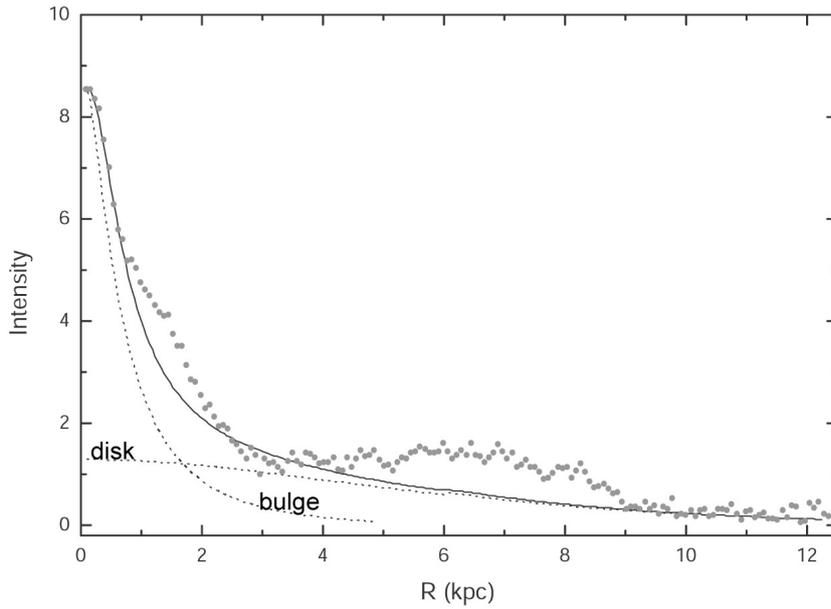


Fig. 3.15: Perfil R de brillo superficial de MCG-3-35-14; puntos observados (círculos llenos), modelo (línea continua) y contribuciones del bulbo y del disco (líneas de puntos). La escala de intensidades es lineal y en unidades arbitrarias. El ‘abultamiento’ en el perfil observado entre 4 y 9 kpc es debido a que los brazos espirales tienen un valor más bajo del cociente masa-luminosidad. -se suaviza si en vez del perfil a lo largo del eje mayor se emplea el promedio acimutal. Hay también algún indicio de formación estelar circumnuclear entre 1 y 2 kpc.

Capítulo 4

ASPECTO OBSERVACIONAL: CONCLUSIONES.

Se realizó una investigación detallada de un subconjunto de los objetos más representativos de una muestra (la cantidad total de objetos observados en este estudio supera los 40; y como subproducto, se determinaron las distancias de varios de los objetos por vez primera), los cuales son el eje de la parte observacional de esta tesis. Para éstos se llevó a cabo el estudio de la cinemática interna y se determinaron las masas, así como atributos físicos de los núcleos derivados de sus espectros y/o sus índices de color.

La figura 4.1 muestra las masas y radios efectivos de los núcleos secundarios investigados, (considerando inclusive más de un tipo de modelo por objeto); y la figura 4.2 la razón entre las masas de los núcleos secundarios y sus galaxias huéspedes contra el radio efectivo. Hay una secuencia bien clara de valores de la masa, mayores a $10^8 M_{\odot}$, que según hemos visto son núcleos verdaderos (o remanentes de los mismos), producto sin duda de la captura de una galaxia compañera. Más aún, se incluyó a Mrk 305 (la compañera elíptica de Mrk 306) en el diagrama: ésta ocupa el mismo lugar geométrico en el gráfico que los núcleos secundarios. Es por tanto muy probable que la interacción y eventual fusión de Mrk 305 con Mrk 306 origine un nuevo núcleo secundario.

También se incluyeron en el diagrama los casos de M32 y NGC205, las satélites de M31. Como puede verse, también caen en la zona de los núcleos secundarios y son serios candidatos a generar un núcleo múltiple eventualmente.

Hay claras diferencias entre los objetos investigados, que pueden no ser evidentes a primera vista. Aún cuando los criterios de selección han apuntado a lograr una muestra bastante homogénea en cuanto al tipo de objeto, el análisis observacional cuidadoso ha revelado dos tipos diferentes de objetos –evolutivamente hablando– lo que implica que hay al menos dos orígenes diferentes para los núcleos dobles productos de fusión menor. Por un lado, los núcleos dobles genuinos involucran la interacción de una galaxia con un satélite más bien masivo, donde la razón de masas está comprendida entre 0.3 y 0.01, mientras que para valores menores la mayoría de los núcleos secundarios son grandes complejos de cúmulos estelares o bien regiones HII gigantes. En este último caso el candidato a núcleo secundario no es el producto de captura de una galaxia satélite. No se incluyó en el diagrama la región N2 de ESO 381-IG23, ya que se trata de una región HII gigante de estructura más compleja. Cabe mencionar que esta región es una de las mayores regiones HII extragalácticas conocidas (ver Gimeno et al. (2007) para una descripción más detallada).

Para MCG-3-35-14 mencionamos la posibilidad de que N2 sea eventualmente un núcleo secundario. Ejemplos en nuestra Galaxia de escenarios de este tipo (e.g. Fornax, Sculptor) en los que el material gaseoso forma estrellas luego del tirón gravitacional, sugieren una situación semejante para este caso (e.g. Lynden-Bell, 1983). Los modelos de la parte II ayudarán a evaluar la plausibilidad de este escenario.

En el caso de ESO 285-G19, la galaxia satélite es una elíptica. El caso es comparable al de Mrk305/306, la razón de masas es parecida aunque seguramente la geometría del encuentro es diferente. En cualquier caso, estos objetos están (junto con MCG+00-12-73) en el límite de lo que se considera una fusión menor según la definición tradicional; y son ejemplos típicos de fusiones 'intermedias' según nuestra definición.

La galaxia Mrk 306 es quizá el ejemplo más ilustrativo del fenómeno de interacción y captura en los objetos estudiados; además de la mencionada interacción con Mrk 305, estaríamos presenciando la esencia de una fusión menor con gran detalle: caída al centro del núcleo capturado, el cual respon-

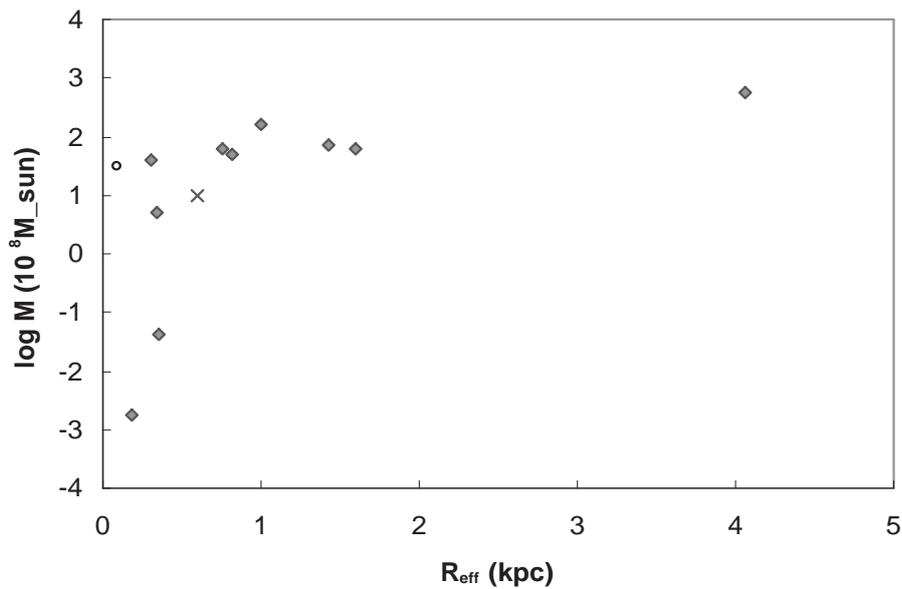


Fig. 4.1: Masa vs. radio efectivo para los núcleos secundarios. De abajo a arriba y de izquierda a derecha, en diamantes llenos:

ESO 416-G06 (límites superiores)

MCG -3-35-14 (Plummer)

Mrk 306 (Plummer)

MCG +00-12-73 (Plummer)

ESO 234-G64 (Plummer)

MCG +00-12-73 (Dehnen)

Mrk 305 (Dehnen)

ESO 285-G19 (Plummer)

ESO 234-G64 (Dehnen)

ESO 285-G19 (Dehnen)

También se muestran los casos de M32 (van der Marel et al., 1998, círculo hueco) y NGC 205 (Geha et al., 2006, cruz).

de exactamente a un perfil de Plummer truncado, la galaxia principal con un disco que si bien sufre de perturbaciones (debido también a la interacción con Mrk 305) mantiene su identidad como tal.

Los resultados obtenidos sugieren que los fusiones menores pueden originar núcleos dobles pero sólo en ciertas circunstancias y aún así la fase de núcleo doble 'detectable' sería más bien corta. La figura 4.2 diferencia los dos tipos de fusiones menores *en este contexto de la formación de núcleos dobles*.

Con la motivación entonces de dilucidar las condiciones bajo las cuales puede originarse un núcleo doble como producto de captura de galaxias satélites, se llevó a cabo el estudio teórico que constituye la parte II.

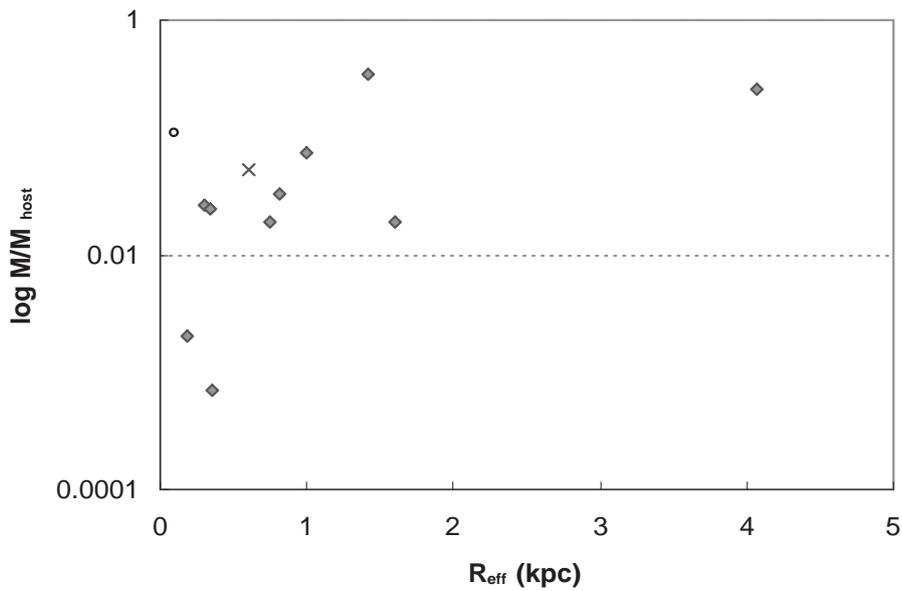


Fig. 4.2: Razoñ de masas secundaria/huésped vs. radio efectivo.

Parte II

ESTUDIO TEÓRICO

INTRODUCCIÓN

El propósito de la parte II de esta tesis es la elaboración de modelos semianalíticos (SA) que permitan describir de manera realista la dinámica de los satélites en el cuerpo de una galaxia. La motivación principal es investigar la presencia de núcleos dobles en galaxias espirales y las condiciones bajo las cuales pueden originarse. La evolución de las galaxias satélites en el campo gravitatorio de galaxias mayores está dirigida por tres procesos acoplados: el *decaimiento de la órbita*, del cual es responsable la fricción dinámica, la *pérdida de masa* y el *calentamiento por shock gravitacional*. No se pretende hacer una investigación detallada acerca de los procesos involucrados, sino más bien hacer aplicación de las teorías a una variedad de escenarios posibles, -inferidos a partir de las observaciones detalladas en las partes anteriores- a través de modelos que sean además lo suficientemente flexibles como para poder ser comparados a objetos observados. No obstante, se introducen algunas innovaciones que apuntan a una mayor practicidad a la hora de hacer aplicación de los modelos.

El tipo de interacción binaria objeto de este estudio es aquel en el que la masa de una de las galaxias del par es al menos un orden de magnitud menor que la otra, de modo que la estructura de la galaxia más masiva no se ve severamente afectada globalmente durante la interacción. Todas las herramientas analíticas destinadas a la descripción de galaxias normales aisladas pueden aplicarse entonces en primera aproximación. La galaxia capturada, en contrapartida, sufre una dramática transformación que suele terminar en su completa destrucción, y su material pasa a formar parte del sistema principal. De esta forma suelen originarse nuevas estructuras como discos gruesos, anillos, etc (e.g. Navarro et al., 2003; Helmi et al., 2004); el estudio de la formación de tales estructuras está fuera del enfoque de esta tesis, ya que el objetivo principal es estudiar el origen y las condiciones para la supervivencia (o destrucción) del núcleo doble.

Los modelos SA han sido empleados recientemente en la investigación de la evolución dinámica de subestructuras en halos de materia oscura (Taylor & Babul, 2001) y como complemento de simulaciones numéricas de captura y acreción de galaxias satélites (Peñarrubia & Benson, 2005), con muy buenos resultados. Los modelos SA tienen como principales virtudes las de ser extremadamente rápidos comparados a las simulaciones numéricas puras -y por lo tanto posibilitar la generación de muchos escenarios diferentes con relativamente poco tiempo de cálculo-, y de permitir el seguimiento de los procesos físicos relevantes explícitamente.

En primer lugar se describen algunos resultados acerca de la estructura y dinámica de las galaxias, y los mecanismos físicos involucrados en el problema. Luego se desarrollan los modelos específicos y se exponen algunos ejemplos representativos. Finalmente se comparan los parámetros observables obtenidos en los modelos más plausibles con los resultados observacionales de la parte I.

Capítulo 5

DINÁMICA ESTELAR Y LA ESTRUCTURA DE LAS GALAXIAS

La investigación del estado dinámico actual de las galaxias está profundamente involucrada en los problemas de formación y evolución de galaxias y es uno de los problemas fundamentales a los que se enfrentan los astrónomos hoy en día. El enfoque dinámico intenta reconstruir la historia de las galaxias a partir de datos presentes.

Las galaxias son sistemas que contienen estrellas, gas y polvo; la proporción de los dos últimos es menor al 20 %, por lo que la teoría dinámica de galaxias se ocupa principalmente de la dinámica de su contenido estelar.

Considérese un sistema de estrellas como una galaxia. Estas estrellas se mueven en el potencial Φ originado por todas las demás estrellas. La ecuación del movimiento de una estrella con vector posición \mathbf{r} es entonces

$$m\ddot{\mathbf{r}} = -m\nabla\Phi \quad (5.1)$$

donde

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho \quad (5.2)$$

es la **ecuación de Poisson**. Aquí m es la masa de la estrella, y ρ es la densidad total de masa en \mathbf{r} . Este último es un número extremadamente grande de funciones $m\delta(\mathbf{r})$, donde $\delta(\mathbf{r})$ es la función delta de Dirac. A medida que una estrella se mueve su órbita, siente el potencial global, el cual es suave, y las fluctuaciones en el potencial debido a estrellas cercanas. La pregunta es qué tan significativo es el efecto de estas fluctuaciones en la órbita de una estrella individual. Este es un problema clásico de la dinámica estelar.

5.1. Fuerzas regulares e irregulares

5.1.1. Las cantidades fundamentales que caracterizan el estado de un sistema estelar.

El número medio de estrellas por unidad de volumen, esto es, la **densidad numérica estelar** ν , y el cociente d/a entre la distancia media entre estrellas vecinas y el radio medio de una estrella, llamado **razón característica**. La razón $1/\nu$ es el volumen medio de espacio por estrella, y $d \equiv \nu^{-1/3}$ es la **distancia media** entre estrellas vecinas. En la vecindad solar de la Galaxia, $\nu \approx 0,138$ estrellas pc^{-3} (e.g. Serafin, 2001). Esta es una densidad extremadamente baja, como veremos enseguida. Por lo tanto resulta $d = 1,94$ pc. Es de esperar que en otras galaxias la situación sea parecida a la de

nuestra Galaxia. Compararemos este valor con el correspondiente al Grupo Local de galaxias como sistema físico. Si asumimos que está constituido por 36 miembros y adoptamos el valor 1.3 Mpc para el radio de velocidad cero (van den Bergh, 2000), tenemos que, $\rho_{GL} = 1 \text{ galaxia} / (2,5 \times 10^{17} \text{ pc}^3)$, lo que implica $d = 630 \text{ kpc}$. Estimaremos ahora la razón característica. Para los propósitos de la dinámica estelar, tomamos como el radio medio efectivo a de una estrella aquel del sistema solar, que es aproximadamente igual al radio de una estrella supergigante: $a = 40AU = 2 \times 10^{-4} \text{ pc}$. Entonces la razón característica en la vecindad solar de la Galaxia es $d/a = 9700$. Esto significa que, en la Galaxia, la distancia entre las estrellas es de unas 10^4 veces su radio medio efectivo. Si este último reemplazado por el radio verdadero, la razón d/a es aún mucho mayor (para el sol por ejemplo es 10^8). Por otro lado, tomando para el radio medio de una galaxia $a = 10.000 \text{ pc}$ se tiene que $d/a = 63$ para el Grupo Local.

A partir de estas estimaciones se puede concluir que en los sistemas estelares las dimensiones de las estrellas son muy pequeñas comparadas con las distancias entre ellas, a tal punto que para los propósitos de la dinámica estelar pueden ser consideradas partículas o masas puntuales, pero en el Grupo Local las dimensiones que las galaxias deben ser tenidas en cuenta.

5.1.2. Encuentros estelares.

Consideremos ahora las fuerzas que actúan en los sistemas estelares. Como consecuencia de la baja densidad estelar bajo condiciones ordinarias (por ejemplo en la vecindad solar en nuestra Galaxia), cabe esperar que las fuerzas de interacción entre estrellas individuales sea imperceptible, y que el movimiento de la estrellas tenga lugar bajo el efecto combinado de la atracción de todas las demás estrellas en el sistema. El movimiento de cada estrella será exactamente el mismo que sí estuviera moviéndose en un fluido ideal no un informe cuya densidad en cada punto es igual a la densidad de masa del sistema. La fuerza total de atracción de todo el sistema en un punto se llama **fuerza regular**. Bajo la acción de las fuerzas regulares, cada estrella describe una trayectoria en el espacio, que se llama **órbita regular**. Este movimiento, sin embargo, sufre perturbaciones debido a que la estrella eventualmente pasa más o menos cerca de otras estrellas individuales.

Se define como un **encuentro** entre dos o más estrellas, a la situación en la que éstas se acercan lo suficiente como para que la aceleración ejercida sobre cada una de ellas por la(s) otra(s) es del mismo orden de magnitud que la aceleración debida a la fuerza regular. Las fuerzas que resultan de encuentros estelares se llaman **fuerzas irregulares**. El tipo más simple de encuentro es el **binario**, es decir entre dos estrellas. Cuando involucra tres o más estrellas se llama encuentro **múltiple**. El **radio de encuentro** δ está dado por la condición de que las fuerzas irregulares y las regulares sean iguales en magnitud, es decir

$$m/\delta^2 = \mathfrak{M}/R^2 \quad (5.3)$$

donde \mathfrak{M} y R son la masa y radio del sistema. Para la vecindad solar en la Galaxia tenemos por ejemplo $\delta = 0,036 \text{ pc} = 7440 \text{ Unidades Astronómicas (UA)}$. Esto es unas 55 veces menor que la distancia media d entre las estrellas en la vecindad solar. En contraste, el mismo cálculo realizado para el Grupo Local de galaxias da como resultado $\delta/d \sim 2,6$ –esto significa que aquí *sí* son importantes los encuentros.

Cuando la razón δ/d del radio de encuentro a la distancia media entre la estrellas es pequeño, la probabilidad de encuentros es pequeña. La probabilidad de un encuentro de multiplicidad k está dada por la fórmula de Poisson:

$$p_k = \frac{(\nu\omega)^k e^{-\nu\omega}}{k!} \quad (5.4)$$

donde $\omega = (4/3)\pi\delta^3$ es el volumen de la **esfera de encuentro**. Para la vecindad solar, $\nu\omega = (4/3)\pi(\delta/d)^3 \approx 2 \times 10^{-5}$. Esto muestra según (5.4) que la probabilidad de encuentros múltiples

es muy pequeña en comparación a la de encuentros binarios, que ya de por sí es pequeña.

Hemos definido tres longitudes características: la distancia media d , el radio de encuentro δ y el radio de escala a . El establecimiento de estas cantidades es conceptualmente muy importante, ya que constituyen la base de la definición cuantitativa de los distintos tipos de encuentros estelares, los cuales se diferencian entre sí por los efectos que producen en la cinemática de las estrellas involucradas.

5.1.3. El efecto de las fuerzas irregulares: encuentros binarios.

Consideremos ahora el efecto cuantitativo de los encuentros binarios en la velocidad residual de las estrellas. Esto es de vital importancia para decidir qué tan importantes son estos encuentros en sistemas estelares reales, en condiciones parecidas a las que se encuentran en la vecindad solar, y para evaluar después su efecto acumulativo.

Consideremos dos estrellas de masas m_1 y m_2 , sea V la velocidad relativa inicial, y sea p la distancia de pasaje (es decir, la mínima distancia a la que se acercan). Estas cuatro cantidades determinan el resultado del encuentro y se llaman **parámetros del encuentro**. La figura 5.1 representa la geometría del problema. Entonces tenemos que

$$m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2 = 0, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \quad (5.5)$$

y las ecuaciones de movimiento

$$m_1 \ddot{\mathbf{r}}_1 = \frac{Gm_1 m_2}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (5.6)$$

$$m_2 \ddot{\mathbf{r}}_2 = -\frac{Gm_1 m_2}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (5.7)$$

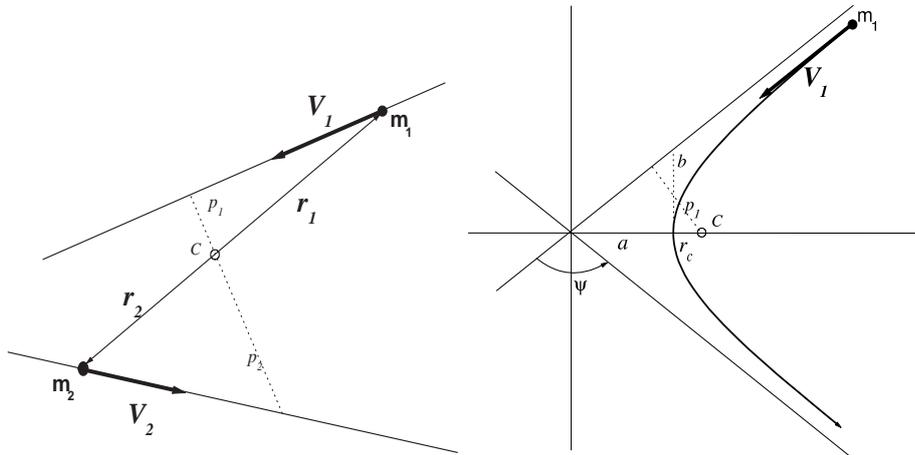


Fig. 5.1: Geometría del encuentro estelar. Izquierda: parámetros del encuentro. Derecha: Estrella 1 respecto del centro de masa.

Resulta más conveniente escribir la ecuación de movimiento para el movimiento relativo:

$$\mu \ddot{\mathbf{r}} = -\frac{G m_1 m_2}{r^3} \mathbf{r} \quad (5.8)$$

donde $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ es la **masa reducida**. El ángulo ψ entre el vector velocidad relativa inicial $\mathbf{V} = \dot{\mathbf{r}}$ y el final \mathbf{V}_∞ se llama **ángulo de deflexión**. La relación existente entre éste y los parámetros del encuentro está dada por

$$\tan(\psi/2) = G(m_1 + m_2)/V^2 p \quad (5.9)$$

(Jeans, 1928) donde $V = V_\infty$. La velocidad relativa cambia en dirección pero no en módulo. La magnitud del cambio es $\Delta V = |\Delta \mathbf{V}| = |\mathbf{V}_\infty - \mathbf{V}|$ y geoméricamente se obtiene

$$\Delta V = 2 V \sin(\psi/2) \quad (5.10)$$

5.1.4. Encuentros estelares en la vecindad solar.

En el contexto de las consideraciones del párrafo anterior, puede estimarse el efecto de encuentros estelares bajo distintas condiciones. Consideremos primero el caso en el que $p \sim \delta$, es decir, cuando la distancia de pasaje es similar al radio de encuentro, y estimemos el ángulo de deflexión asumiendo para los parámetros de encuentro valores típicos de la vecindad solar. Ya habíamos calculado $\delta = 0,036$ pc. Si además adoptamos para la velocidad relativa $V = \sigma = 20 \text{ km s}^{-1}$, y $m_1 = m_2 = m_\odot = 2 \times 10^{33} \text{ g}$, de la ecuación 5.9 resulta $\psi = 3^\circ,3$. El número de encuentros por unidad de tiempo con distancia de pasaje menor o igual a p está dado por $\pi p^2 \nu V$, luego su recíproco

$$t_0 \equiv (\pi p^2 \nu V)^{-1} \quad (5.11)$$

-que lleva unidades de tiempo- es el **tiempo medio** entre dos pasajes sucesivos. Para el caso de la vecindad solar de la Galaxia, con los valores mencionados más arriba, tenemos que

$$t_0 = 1,3 \times 10^8 \text{ años.} \quad (5.12)$$

En función de t_0 se define el **camino libre medio**: $l_0 \equiv t_0 V$. Para la vecindad solar, resulta $l_0 = 2 \times 10^3$ pc.

Consideremos ahora el caso de un *encuentro cercano*, definido por $p \sim a$, es decir, una distancia comparable al tamaño del sistema solar. Este tipo de encuentro estelar puede por ejemplo, poner en riesgo la integridad de un sistema planetario existente en alguna de las estrellas que portagonizan el encuentro. Con valores para la vecindad solar, resulta $\psi = 12^\circ,7$; $t_0 = 3,9 \times 10^{12}$ años y $l_0 = 6,3 \times 10^7$ pc. Como puede verse, un encuentro cercano es unas 30000 veces menos frecuente que un encuentro normal.

Por último, puede definirse un *encuentro muy cercano* como aquel que provoca una deflexión de 90° . Por (5.9) esto equivale, en el caso de la vecindad solar, a $p = 4,5$ UA, e implica $t_0 = 3,1 \times 10^{14}$ años y $l_0 = 4,9 \times 10^9$ pc.

Puede estimarse la duración de un encuentro como el tiempo que le lleva a una estrella con velocidad V atravesar una esfera de radio p . Para un encuentro normal en la vecindad solar, con $V = 20 \text{ km s}^{-1}$ y $p \sim \delta = 0,036$ pc, resulta $4,5 \times 10^3$ años, es decir unos cinco órdenes de magnitud menor que el período de rotación de la Galaxia. Por lo tanto, para las escalas de tiempo características de la dinámica, la duración de un encuentro es extremadamente corta.

De estos resultados se concluye que *los encuentros estelares son eventos muy poco frecuentes en*

la vida de un estrella: los encuentros normales ocurren alrededor de una vez en cada rotación de la Galaxia. Los encuentros cercanos ocurren una vez en decenas de miles de rotaciones, y los encuentros muy cercanos prácticamente no ocurren -de las 2×10^{11} estrellas de la Galaxia, sólo un par sufre un encuentro de este tipo en 2000 años, según los resultados de los cálculos expuestos. Las fuerzas irregulares actúan por un corto lapso de tiempo, son de tipo impulsivo y sólo cambian levemente las direcciones de las velocidades relativas.

5.1.5. El efecto acumulativo de las fuerzas irregulares.

Si bien los encuentros individuales entre estrellas no producen cambios significativos en la cinemática. Sin embargo, el efecto acumulativo puede no ser despreciable, si se tiene en cuenta además que cuanto mayor es el parámetro de impacto p considerado, mayor es el número de pasajes -si bien el efecto *individual* de cada uno de éstos es despreciable. Calcularemos entonces este efecto acumulativo, siguiendo la deducción de L.D.Landau (Ogorodnikov, 1965), para pasajes binarios a distancias $p > \delta$; en este caso pueden hacerse algunas simplificaciones. El resultado posee implicaciones de importancia para nuestro posterior tratamiento de la fricción dinámica.

Consideremos un pasaje con parámetro de impacto p , entre una estrella (“perturbadora”) S viajando a velocidad relativa inicial \mathbf{V} respecto de una estrella en reposo (“perturbada”) S_0 (figura 5.2). La simplificación consiste en que, como el pasaje es lejano, el efecto es lo suficientemente pequeño como para considerar que la dirección de la trayectoria de S no se ve afectada. El único efecto del pasaje es un cambio $\Delta \mathbf{V}_0$ en la velocidad de S_0 el cual, por razones de simetría, está dirigido en dirección perpendicular a \mathbf{V} .

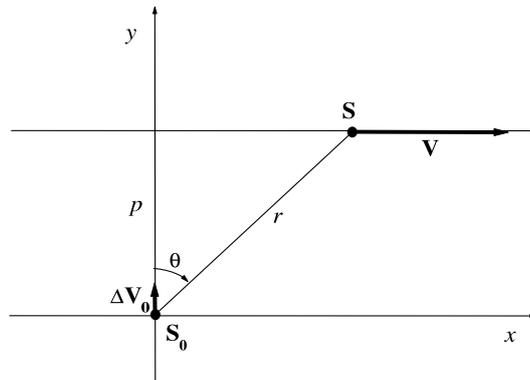


Fig. 5.2: Geometría del encuentro estelar para pasaje lejano.

Por lo tanto tenemos que

$$\Delta V = Gm \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos \theta}{r^2} dt = \frac{Gm}{h} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta d\theta = \frac{2Gm}{pV} \quad (5.13)$$

donde hemos sustituido la integral de las áreas $r^2 d\theta/dt \equiv h = pV$. Nótese que si en 5.9 aplicamos la condición de encuentro lejano haciendo haciendo ψ pequeño, $\tan(\psi/2) \approx \psi/2$, resulta

$$\Delta V = \frac{2G(m_1 + m_2)}{pV} \quad (5.14)$$

que es igual a (5.13) para cuando la masa de la perturbada es muy pequeña respecto de la perturbadora.

El efecto acumulativo. En un lapso de tiempo t la estrella recorre una distancia tV . El número de pasajes con parámetro de impacto entre p y $p + dp$ y velocidad relativa entre \mathbf{V} y $\mathbf{V}+d\mathbf{V}$ es

$$2\pi t V p dp f(\mathbf{V}) d^3\mathbf{V} \quad (5.15)$$

donde se asumió que las masas de las estrellas son iguales por lo tanto el cambio cuadrático medio en la velocidad de la estrella, en el intervalo de tiempo t , debido al efecto acumulativo, está dado por

$$(\delta V)^2 = 2\pi t \int (\Delta V)^2 V p dp f(\mathbf{V}) d^3\mathbf{V} \quad (5.16)$$

Sustituyendo ΔV de (5.14) y asumiendo que la distribución de velocidades relativas posee simetría esférica, se obtiene

$$(\delta V)^2 = \frac{4\pi G^2 m^2 v t \log N}{\sigma} \quad (5.17)$$

donde N es el número total de estrellas del sistema y σ es velocidad residual cuadrática media. Introduciendo los valores numéricos $m = m_\odot$, $v = 0,138 \text{ pc}^{-3}$, $V = \sigma = 20 \text{ km s}^{-1}$ y $N = 1,2 \times 10^{11}$, se obtiene

$$\frac{(\delta V)^2}{V^2} = 0,524 \times 10^{-13} t \equiv \frac{t}{T} \quad (5.18)$$

La ecuación (5.18) define el **tiempo de relajación** T del sistema, e implica que para que δV sea del mismo orden de magnitud que V , lo que equivale a decir, que el movimiento de una estrella se vea significativamente perturbado por el efecto acumulativo de las fuerzas irregulares, deben transcurrir al menos unos 10^{13} años, lo que es tres órdenes de magnitud mayor que la edad estimada de la Galaxia y cinco ordenes de magnitud mayor que el período de rotación de la misma. Por lo tanto puede concluirse que los encuentros estelares son prácticamente despreciables y el movimiento de las estrellas está dominado por el potencial medio generado por todas las demas estrellas de la Galaxia.

5.2. La ecuación de fundamental de la dinámica estelar.

Los resultados de la sección precedente son de suma importancia, ya que implican que podemos considerar a las galaxias como *sistemas estelares no colisionales*. Podemos representar un sistema estelar como un sistema de n cuerpos, o bien como un continuo material en el espacio de fases. El espacio de fases es la suma directa del espacio de configuración y del espacio del velocidad; tiene coordenadas $(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = (x, y, z, v_x, v_y, v_z)$. La primera representación sería demasiado detallada, aún cuando las ecuaciones fuesen tratables. La segunda representación es mucho más conveniente: una densidad de masa $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ de estrellas en punto $(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ es empleada para describir el sistema, de manera que $f d^3r d^3v$ es la masa estelar en el intervalo $d^3r d^3v$ en el tiempo t . Esta densidad f se llama usualmente la **función de distribución** y satisface la ecuación de continuidad en el espacio de la fases de manera análoga a la ecuación de continuidad de un fluido en el espacio de configuración, como veremos enseguida. Para deducir esta ecuación de continuidad, es conveniente usar las variables conjugadas (p, q) . Un órbita estelar en el espacio canónico está entonces determinada por las ecuaciones de Hamilton

$$\dot{\mathbf{q}} = \frac{dH}{d\mathbf{p}} \quad \dot{\mathbf{p}} = -\frac{dH}{d\mathbf{q}} \quad (5.19)$$

En un sistema conservativo en estado estacionario, el Hamiltoniano $H(\mathbf{p}, \mathbf{q})$ es energía total del estrella. Sea la *derivada convectiva*

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \dot{\mathbf{q}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} + \dot{\mathbf{p}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{q}} \quad (5.20)$$

de manera que da la tasa de variación total de cualquier función $F(\mathbf{p}, \mathbf{q}, t)$ asociada con la estrella, a medida que la estrella se mueve a lo largo de su órbita. Ahora consideremos un elemento de volumen $\Delta^3 p \Delta^3 q$ del espacio de fases. El elemento de masa correspondiente en el tiempo t es $\Delta m = f \Delta^3 p \Delta^3 q$, donde f es la función de distribución. Nótese que estamos considerando sistema estelar no colisional de modo que las órbitas de la estrella están definidas por potencial de todo el sistema, y la forma del Hamiltoniano para cada estrella es la misma (esto no sería así si los encuentros binarios no fuesen despreciables). Es válido entonces el *teorema de Liouville*, el cual dice que el elemento de volumen permanece constante a medida que la estrellas que lo definen evolucionan a lo largo de sus órbitas, es decir $D(\Delta^3 p \Delta^3 q)/Dt = 0$. Como son las mismas estrellas las que definen el elemento de volumen en todo momento, tenemos que $D(\Delta m)/Dt = 0$. Por lo tanto

$$\frac{Df}{Dt} = 0 \quad (5.21)$$

Esta es la ecuación de continuidad para f en el espacio de fases. Si \mathbf{r} y \mathbf{v} son la posición y la velocidad de una estrella y \mathbf{F} su aceleración en es punto, entonces la ecuación se escribe

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (5.22)$$

y se llama **ecuación fundamental de la dinámica estelar** o **ecuación de Vlasov**. La teoría dinámica de los sistemas estelares no colisionales está basada en la ecuación de Vlasov y la ecuación de Poisson, que en términos de f se escribe

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3 \mathbf{v} \quad (5.23)$$

La ecuación de Vlasov es de difícil resolución ya que la función de distribución depende de siete variables. Sin embargo, el problema puede tratarse a partir de los momentos (en el espacio de velocidades) de orden 0 y 1 de (5.22). Se obtienen así las **ecuaciones hidrodinámicas**, llamadas así por ser formalmente idénticas a las que describen el movimiento de un fluido: la **ecuación de continuidad**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial(\rho \bar{v}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (5.24)$$

donde

$$\rho \equiv \int f d^3 \mathbf{v} \quad \bar{v}_i \equiv \rho^{-1} \int f v_i d^3 \mathbf{v} \quad (5.25)$$

son respectivamente la densidad espacial de estrellas definida más arriba y la **velocidad estelar media** $\bar{\mathbf{v}}(\mathbf{r})$; y la **ecuación de Euler**

$$\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial t} + \sum_i \bar{v}_i \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} - \rho^{-1} \sum_i \frac{\partial(\rho \sigma_{ij}^2)}{\partial x_i} \quad (5.26)$$

donde $\rho \sigma_{ij}^2 = \rho(\bar{v}_i \bar{v}_j - \bar{v}_i \bar{v}_j)$ es el tensor de presión. Las ecuaciones (5.24) y (5.26) se llaman también **ecuaciones de Jeans** por haber sido el primero en aplicarlas a la dinámica estelar.¹

¹ Nótese sin embargo que no existe un análogo a la ecuación de estado de un fluido que relacione σ_{ij}^2 con ρ .

Las ecuaciones de Jeans tienen aplicación en varios problemas concretos. Permiten establecer algunas propiedades físicas en sistemas estelares, sin la necesidad de resolver la ecuación de Vlasov. No obstante, es posible obtener soluciones exactas, sobre la base de un resultado muy importante relacionado con las llamadas **integrales de movimiento**. Tal es la denominación de toda función $I(\mathbf{p}, \mathbf{q})$ de las coordenadas del espacio de fases que cumpla

$$\frac{d}{dt}I(\mathbf{p}(t), \mathbf{q}(t)) = 0 \quad (5.27)$$

para todas las órbitas estelares. Pero esta condición es equivalente a la condición de que I sea una solución estacionaria de la ecuación de Vlasov. Entonces toda solución estacionaria de la ecuación de Vlasov depende de (\mathbf{p}, \mathbf{q}) sólo a través de las integrales de movimiento, y a su vez cualquier función de las integrales de movimiento es solución de la ecuación. Matemáticamente, estas integrales representan hipersuperficies en el espacio (\mathbf{p}, \mathbf{q}) , por lo que no hay más que cinco integrales independientes para cada órbita. Entonces, en general, si f representa la función distribución de un sistema estelar en estado estacionario,

$$f = f(I_i) \quad (i = 1, \dots, 5) \quad (5.28)$$

5.2.1. La corriente asimétrica.

Los discos galácticos son sistemas estelares con simetría axial, donde los movimientos estelares están dominados por la rotación diferencial. Para una dada distancia galactocéntrica R , la velocidad media de las estrellas de un entorno no es $v_c = \sqrt{R(\partial\Phi/\partial R)}$, ya que existe un porcentaje de contribución de la dispersión de velocidades residuales al equilibrio dinámico del sistema. Por lo tanto \bar{v}_ϕ es menor que v_c . La diferencia produce como resultado la *corriente asimétrica*, descubierta observacionalmente en la vecindad solar por Strömberg (1924). El material del disco rota entonces con una velocidad media $v = v_c - v_a$, donde v_a es la velocidad de la corriente asimétrica. Esta puede calcularse a partir de las ecuaciones de Jeans:

$$v_a(2v_c - v_a) = \sigma_R^2 \left[\frac{\sigma_R^2}{\sigma_\phi^2} - 1 - \frac{\partial \ln(\rho\sigma_R^2)}{\partial \ln R} - \frac{R}{\sigma_R^2} \frac{\partial(\overline{v_R v_z})}{\partial z} \right] \quad (5.29)$$

(e.g. Binney & Tremaine, 1987). Esta discrepancia entre la velocidad circular y la velocidad media de rotación juega un papel fundamental en el mecanismo de decaimiento por fricción dinámica de las órbitas de cúmulos globulares y galaxias satélites capturadas (e.g. Keenan, 1979), como veremos más adelante.

5.3. La Teoría de la Fricción Dinámica.

5.3.1. Introducción

Considérese un cuerpo de masa M que atraviesa un medio constituido por una distribución homogénea de partículas de masa m . A medida que avanza en su trayectoria, el cuerpo experimenta sucesivos encuentros con diferentes partículas. Anlizaremos de qué manera se ve afectado el movimiento del cuerpo como consecuencia de estos encuentros.

El efecto de las fuerzas irregulares se calculó capítulo 1, caracterizado por el ángulo de deflexión ψ (ec. 5.9). A partir de este último se calculan las componentes de $\Delta\mathbf{V}$ paralela ($\Delta\mathbf{V}_\parallel$) y perpendicular ($\Delta\mathbf{V}_\perp$) al vector velocidad relativa original \mathbf{V}_1 . Si el medio es homogéneo, la resultante de la superposición de todas las componentes perpendiculares es nula. Entonces la fuerza neta que actúa

sobre M , originada en el encuentro con estrellas de masa m con velocidades en el elemento $d^3\mathbf{v}_m$, y con parámetros de impacto entre b y $b + db$ se obtiene multiplicando $\Delta\mathbf{V}_\parallel$ por M y por (5.15), es decir

$$M \frac{d\mathbf{v}_M}{dt} \Big|_{\mathbf{v}_m, b} = M(\mathbf{v}_m - \mathbf{v}_M) f(\mathbf{v}_m) d^3\mathbf{v}_m \frac{2m|\mathbf{v}_m - \mathbf{v}_M|}{M+m} \left(1 + \frac{b^2|\mathbf{v}_m - \mathbf{v}_M|^4}{G^2(M+m)^2}\right)^{-1} 2\pi b db \quad (5.30)$$

donde $f(\mathbf{v}_m)$ es la densidad estelar numérica (estrellas pc^{-3}). Para encontrar la fuerza total, hay que integrar sobre b y \mathbf{v}_m , y aquí es donde entran en juego las suposiciones que se hagan respecto a $f(\mathbf{v}_m)$ y a los límites de integración en b .

5.3.2. La Fórmula de Chandrasekhar.

La ecuación (5.30) es válida en general –siempre que $M \gg m$. Sin embargo, la integración es altamente no trivial y puede efectuarse analíticamente sólo en algunos casos muy simplificados. Uno de ellos consiste en asumir para f una distribución isotrópica. Entonces (5.30) queda de la forma

$$M \frac{d\mathbf{v}_M}{dt} = -16\pi^2 \ln \Lambda G^2 m M (M+m) \frac{\int_0^{v_M} f(v_m) v_m^2 dv_m}{v_m^3} \mathbf{v}_M \quad (5.31)$$

donde

$$\Lambda \equiv \frac{b_{max} V^2}{G(M+m)} \quad (5.32)$$

El factor $\ln \Lambda$ suele denominarse **logaritmo de Coulomb** y surge de la integración en b entre 0 y b_{max} ². La ecuación (5.31) fue deducida por primera vez por Chandrasekhar (1943).

Aún resta establecer la forma funcional de f para que (5.31) sea útil para nuestro tratamiento posterior. Veamos dos ejemplos, que aplicaremos más adelante:

(a) Si v_M es suficientemente pequeña, puede ponerse $f(v_m) \simeq f(0)$, y entonces

$$M \frac{d\mathbf{v}_M}{dt} \simeq -(16/3)\pi^2 \ln \Lambda G^2 m M (M+m) f(0) \mathbf{v}_M \quad (5.33)$$

(b) Si $f(\mathbf{v}_m)$ es Maxwelliana con dispersión (unidimensional) σ , es decir

$$f = \frac{v}{(2\pi\sigma)^{3/2}} e^{-\frac{v^2}{2\sigma^2}} \quad (5.34)$$

entonces

$$M \frac{d\mathbf{v}_M}{dt} = -\frac{4\pi \ln \Lambda G^2 M(M+m)\rho}{v_M^3} \left(\text{erf}(X) - \frac{2X}{\sqrt{\pi}} e^{-X^2} \right) \mathbf{v}_M \quad (5.35)$$

donde $\text{erf}(x)$ es la función de error, $X \equiv v_M / \sqrt{2}\sigma$, y $\rho = vm$ es la densidad de masa.

La ecuación (5.35) es la representación más utilizada para la fricción dinámica, debido a su simplicidad y a que ha mostrado un acuerdo muy satisfactorio con resultados de simulaciones numéricas en un gran número de escenarios. Como ejemplos más importantes pueden mencionarse:

² En rigor, el factor es $\frac{1}{2} \ln(1 + \Lambda)^2$. Pero como $\Lambda \gg 1$, entonces $\frac{1}{2} \ln(1 + \Lambda)^2 \simeq \ln \Lambda$

1. El estudio de la formación de núcleos galácticos por decaimiento de cúmulos globulares (Tremaine et al., 1975)
2. La evolución dinámica en cúmulos ricos de galaxias con simetría esférica (White, 1976b)
3. La interacción entre las nubes de Magallanes y la Galaxia (Murai & Fujimoto, 1980)
4. La formación de cáscaras alrededor de galaxias elípticas (Dupraz & Combes, 1987)
5. La dinámica de agujeros negros binarios supermasivos (SMBH) en fusiones de galaxias (Valtaoja et al., 1989)
6. La interacción entre la Galaxia y la enana de Sagitario (Ibata & Lewis, 1998; Jiang & Binney, 2000)
7. El decaimiento de las órbitas de galaxias satélites en discos de galaxias (Taylor & Babul, 2001)
8. El estudio de la circularización de las órbitas de galaxias satélites capturadas (Hashimoto et al., 2003)
9. La evolución dinámica de subestructuras en halos de materia oscura (Peñarrubia & Benson, 2005)

En síntesis, la aplicación directa de (5.35), con las simplificaciones que conlleva, ha resultado de gran utilidad en la descripción de una variedad de fenómenos relacionados con captura de cúmulos globulares y galaxias satélites por galaxias mayores, en particular, las escalas de tiempo de decaimiento de la órbita. Aparecen desacuerdos importantes en ciertas situaciones en las que las simplificaciones asumidas ciertamente no constituyen una descripción adecuada, como por ejemplo la evolución temporal detallada de la distancia al centro cerca del mismo, especialmente cuando el órbita es muy excéntrica o inclinada (e.g. Peñarrubia, 2003).

Para elaborar un modelo un poco más refinado, es necesario renunciar algunas de las simplificaciones de la fórmula (5.35).

5.3.3. La Fórmula de Binney.

Es posible generalizar la fórmula de la fricción dinámica para el caso en el que la dispersión de las velocidades residuales no es Maxwelliana. En sistemas estelares como galaxias disco, y en particular nuestra Galaxia por ejemplo, la distribución de velocidades residuales es mejor representada por una distribución **elipsoidal** (Schwarzschild, 1907):

$$f = \frac{\nu}{(2\pi)^{2/3} \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3} e^{-\frac{v_1^2}{2\sigma_1^2} - \frac{v_2^2}{2\sigma_2^2} - \frac{v_3^2}{2\sigma_3^2}} \quad (5.36)$$

donde en general $\sigma_1 \neq \sigma_2 \neq \sigma_3$. En la vecindad solar por ejemplo, se observa que $\sigma_R > \sigma_\phi > \sigma_z$ (e.g. Trumpler & Weaver, 1953). La forma del elipsoide de velocidades es clave para caracterizar el estado dinámico de un disco galáctico. En general la forma exacta del elipsoide se define por los cocientes σ_z/σ_R y σ_ϕ/σ_R . En un disco axisimétrico donde las órbitas no se alejan demasiado de la circularidad, el primero es una medida del *calentamiento del disco*, y el segundo, de la validez de la *aproximación epicíclica* (e.g. Binney & Tremaine, 1987).

Con el objetivo de aplicarla a la dinámica de cúmulos esféricos de galaxias, Binney (1977) calculó la fricción dinámica para el caso en que el elipsoide es de dos ejes, es decir $\sigma_\perp = \sigma_1 \leq \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_\parallel$. La fórmula de Binney es

$$\mathbf{F}_\parallel = F_0 B_\parallel \mathbf{v}_\parallel \quad ; \quad \mathbf{F}_\perp = F_0 B_\perp \mathbf{v}_\perp \quad (5.37)$$

para las componentes de la fuerza paralela y perpendicular al plano de simetría del elipsoide respectivamente, donde

$$F_0 = \frac{2\sqrt{2\pi}G^2\rho_G(\mathbf{x})m_s^2\ln\Lambda}{\sigma_{\parallel}^3} \quad (5.38)$$

$$B_{\parallel} = \int \frac{\exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2/2\sigma_{\parallel}^2}{1+q} - \frac{v_{\perp}^2/2\sigma_{\parallel}^2}{1-e^2+q}\right)}{(1+q)^2(1-e^2+q)^{1/2}} dq \quad ; \quad B_{\perp} = \int \frac{\exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2/2\sigma_{\parallel}^2}{1+q} - \frac{v_{\perp}^2/2\sigma_{\parallel}^2}{1-e^2+q}\right)}{(1+q)(1-e^2+q)^{3/2}} dq \quad (5.39)$$

$$e^2 = 1 - \frac{\sigma_{\perp}^2}{\sigma_{\parallel}^2} \quad (5.40)$$

Las dispersiones σ_{\perp} y σ_{\parallel} definen los semiejes menor y mayor del elipsoide de velocidades, y v_{\perp} y v_{\parallel} son las componentes de del vector velocidad \mathbf{v} de ma masa capturada m_s a lo largo de esas direcciones. La densidad en el punto \mathbf{x} es $\rho_G(\mathbf{x})$.

El efecto de la anisotropía en la distribución de velocidades es el de aumentar el efecto de la fricción dinámica en la dirección de v_{\perp} .

Tanto la fórmula de Chandrasekhar como la de Binney serán aplicadas en los modelos semi-analíticos descritos más adelante. Uno de los objetivos es estimar el efecto de la anisotropía en la distribución de velocidades –en particular en el disco– en el decaimiento de la órbita de la galaxia capturada.

5.3.4. El logaritmo de Coulomb. Expresión para un cuerpo extendido.

En la aplicación directa de (5.35) ha sido costumbre considerar $\ln\Lambda = \ln(b_{max}/b_{min})=cte.$, donde el parámetro de impacto máximo b_{max} suele igualarse al tamaño característico del sistema en cuestión (sea galaxia, cúmulo, etc) y $b_{min} \approx Gm_s/\sigma^2$ (Chandrasekhar, 1942, 1943). Estimado de esta manera, el valor de $\ln\Lambda$ es del orden de 10 (Binney & Tremaine, 1987). Eventualmente, comparaciones con simulaciones numéricas mostraron que podía lograrse un buen acuerdo entre los resultados de estas últimas y los de la fórmula (5.35) si $\ln\Lambda$ era considerado un parámetro libre a ajustar. Para el caso de captura de galaxias satélite, por ejemplo, Peñarrubia (2003) encuentra $\ln\Lambda \sim 2.2$.

El problema de fijar b_{max} no es trivial, sin embargo, “la afortunada circunstancia de que aparezca dentro de un logaritmo hace que un error de un factor 2 o 3 no introduzca un error significativo” en el valor final de $\ln\Lambda$ (Chandrasekhar, 1942, p56.). Con todo, y aún funcionando $\ln\Lambda$ como parámetro libre, no se eliminaron las discrepancias en todos los aspectos. Uno de estos es el relacionado con la *circularización de la órbita* de la satélite capturada a medida que la misma –excéntrica inicialmente– decae hacia el centro del potencial del sistema. Simulaciones numéricas más recientes han demostrado que la circularización es mucho más lenta que lo predicho por el cálculo usual a partir de la fórmula (5.35). Hashimoto, Funato, & Makino (2003) encuentran que la causa principal de esta discrepancia es la constancia asumida para $\ln\Lambda$, pero observan un excelente acuerdo si se toma $b_{max}=R_s$, donde R_s es la distancia galactocéntrica de la satélite.

Una de las suposiciones en las que se basa (5.35) es, como vimos, que la masa m_s es puntual. Esta aproximación ha mostrado ser válida en la mayoría de los casos ya que el tamaño la galaxia satélite es asumido mucho menor que el de la galaxia principal. Ahora bien, si además quiere investigarse la evolución en la estructura de la galaxia satélite capturada, es necesario considerar a esta como objeto extendido que es. En este caso, el valor de $\ln\Lambda$ es

$$\ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) = m_s^{-2} \int_0^{b_{max}} D^3 \left[\int_D^{\infty} \frac{m_s(r)dr}{r^2(r^2 - D^2)^{1/2}} \right]^2 dD \quad (5.41)$$

(White, 1976a) donde $m_s(r)$ es la masa (de la satélite) interior a un radio r .

La descripción detallada de los modelos se expone en el siguiente capítulo; no obstante adelantaremos que en nuestro tratamiento del problema, la forma final adoptada para Λ fue la de la ecuación (5.41), (considerando que la galaxia satélite es un objeto extendido con una dada distribución de masa).

Para obtener la forma definitiva de la fuerza de fricción dinámica, sólo resta entonces especificar las distribuciones de masa tanto de la satélite como de la galaxia principal, además de las dispersiones de velocidades en esta última.

Capítulo 6

CONSTRUCCIÓN DE LOS MODELOS SEMIANALÍTICOS.

Los modelos semianalíticos están basados en la integración de las ecuaciones de movimiento

$$m_s \ddot{\mathbf{x}} = -m_s \nabla U(\mathbf{x}) + \mathbf{F}(\mathbf{x}) \quad (6.1)$$

donde m_s es la masa de la galaxia satélite capturada, $U(\mathbf{x})$ es el potencial de la galaxia huésped y $\mathbf{F}(\mathbf{x})$ es la fuerza de fricción dinámica.

Para integrar numéricamente (6.1) se empleó el algoritmo de Bulirsch–Stoer (Press et al., 1992; Stoer & Bulirsch, 1993) con paso de integración autoajustable.

Se construyeron varios modelos intermedios de creciente complejidad hasta llegar al modelo definitivo; para estos se empleó un integrador Runge–Kutta (Press et al., 1992) de cuarto orden con paso de integración fijo.

Antes de exponer la descripción detallada de los modelos, resta especificar el potencial U y las características de la satélite, lo que será abarcado en la secciones siguientes.

6.1. Modelos analíticos de las distribuciones de masa.

6.1.1. La galaxia huésped.

Como se vio en la parte I, varios modelos se han ensayado para reproducir las características observadas de los objetos seleccionados. Las ventajas de emplear potenciales analíticos, expresables en términos de funciones elementales ha sido recalada en numerosas oportunidades (e.g. Dehnen, 1993). En el caso de este trabajo, el interés por los modelos analíticos para los potenciales gravitatorios está motivado, además de la mencionada flexibilidad a la hora de ajustar propiedades observables, por la posibilidad de aplicarlos de manera relativamente simple en modelos semianalíticos que describan la evolución de la galaxia satélite capturada a través de la integración numérica de las ecuaciones de movimiento, los que serán descritos en el capítulo siguiente.

El potencial adoptado para la galaxia huésped es la superposición de los potenciales correspondientes a cada subsistema.

Bulbo

Para el bulbo se adoptó el par potencial–densidad que en coordenadas cilíndricas tiene la expresión

$$\phi_1(\mathbf{x}) = \frac{G \mathfrak{M}_1}{2a_1} \left(\frac{R^2 + z^2}{((R^2 + z^2)^{1/2} + a_1)^2} - 1 \right) \quad (6.2)$$

$$\rho_1(\mathbf{x}) = \frac{\nabla^2 \phi_1}{4\pi G} = \frac{3 \mathfrak{M}_1 a_1}{4\pi [(R^2 + z^2)^{1/2} + a_1]^4} \quad (6.3)$$

que es un caso particular de una familia de potenciales con simetría esférica (Dehnen, 1993).

La dispersión de velocidades –la cual como veremos será utilizada en el cálculo de la fricción dinámica– está conectada al potencial y a la densidad, según hemos visto, por la ecuación de Jeans. Para el caso de dispersión de velocidades isotrópica –que aquí se asume¹– está dada por

$$\sigma_r^2(\mathbf{x}) = \frac{G \mathfrak{M}_1}{30} \frac{1 + 6r}{(r + a_1)^2} \quad (6.4)$$

Disco

Para el disco, el modelo adoptado está dado por

$$\phi_2(\mathbf{x}) = \frac{G \mathfrak{M}_2}{(R^2 + [a_2 + (z^2 + b_2^2)^{1/2}]^2)^{1/2}} \quad (6.5)$$

$$\begin{aligned} \rho_2(\mathbf{x}) &= \frac{\nabla^2 \phi_2}{4\pi G} = \frac{a_2 b_2^2 \mathfrak{M}_2 R^2}{4\pi S^3 (z^2 + b_2^2)} \times \\ &\times \left[\frac{1}{(z^2 + b_2^2)^{1/2}} + \frac{3}{a_2} \left(1 - \frac{R^2 + z^2}{S^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (6.6)$$

con $S^2 \equiv R^2 + z^2 + a_2 [a_2 + 2(z^2 + b_2^2)^{1/2}]$ (Miyamoto & Nagai, 1975). El potencial total de la galaxia huésped es entonces $U(\mathbf{x}) = \phi_1(\mathbf{x}) + \phi_2(\mathbf{x})$.

Tal como se mencionó en el capítulo anterior, en este trabajo se consideraron por simplicidad solamente dos integrales de movimiento en sistemas estelares axisimétricos. En este caso, a partir de las ecuaciones de Jeans tenemos que

$$\sigma_R^2(\mathbf{x}) = \sigma_z^2(\mathbf{x}) = \frac{1}{8} \frac{G \mathfrak{M}_2^2 b_2^2 (\sqrt{z^2 + b_2^2} + a_2)^2}{\pi \rho_2(\mathbf{x}) (R^2 + (\sqrt{z^2 + b_2^2} + a_2)^2)^3 (z^2 + b_2^2)} \quad (6.7)$$

Si además se asume que la dispersión de velocidades residuales es isotrópica, $\sigma_R^2(\mathbf{x}) = \sigma_z^2(\mathbf{x}) = \sigma_\phi^2(\mathbf{x})$ (e.g. Miyamoto & Nagai, 1975). En la figura 6.2 se muestran las curvas de igual dispersión de velocidades en R, z .

Un modelo más realista deberá permitir una dispersión *elipsoidal* de velocidades residuales. Para ello se calculó la dispersión tangencial de velocidades a partir de la *aproximación epiclicla* (Binney & Tremaine, 1987, p.203):

$$\frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_R^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{R}{v_c} \frac{\partial v_c}{\partial R} + 1 \right) \quad (6.8)$$

¹ Un sistema estelar con simetría esférica no necesariamente tiene dispersión de velocidades isotrópica. Véase por ejemplo Antonov (1985) y Prigogine & Severne (1965)

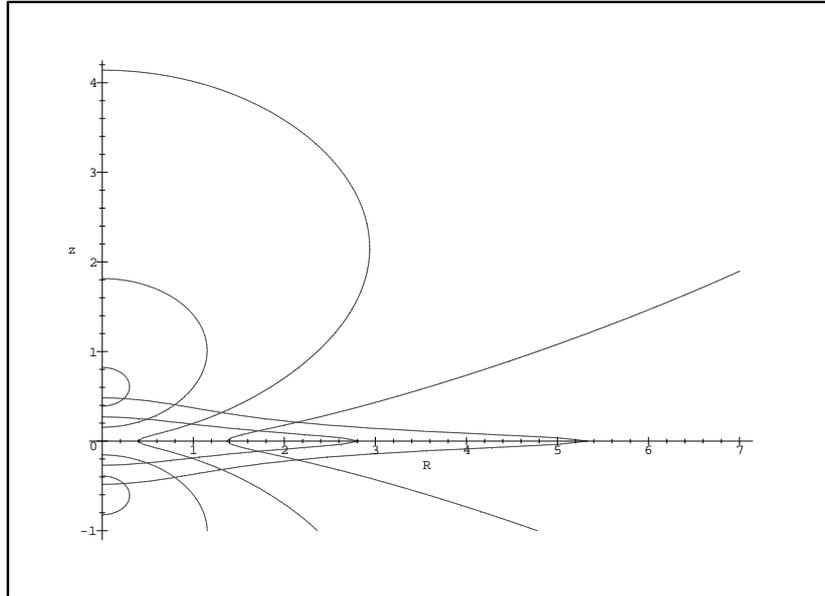


Fig. 6.1: Curvas de igual dispersión de velocidades y de igual densidad, calculadas a partir de (6.7) y (6.6) respectivamente, para un disco de Miyamoto-Nagai. (En unidades de $(GM_2/a_2)^{1/2}$).

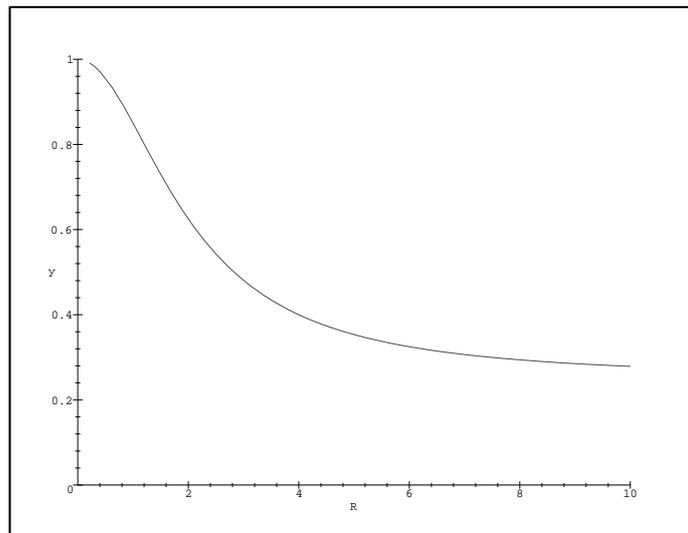


Fig. 6.2: Razón σ_ϕ^2/σ_R^2 calculada a partir de (6.10), para un disco de Miyamoto-Nagai .

donde v_c es la velocidad circular, que para el disco de Miyamoto-Nagai es

$$v_c(\mathbf{x}) = \sqrt{\frac{G \mathfrak{M}_2 R^2}{(R^2 + (a_2 + \sqrt{z^2 + b_2^2})^2)^{3/2}}} \quad (6.9)$$

por lo tanto (6.8) queda de la forma

$$\left(\frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_R^2}\right)(\mathbf{x}) = \frac{1}{4} \frac{R^2 + 4(a + \sqrt{z^2 + b^2})^2}{R^2 + (a + \sqrt{z^2 + b^2})^2} \quad (6.10)$$

En las figuras 6.3 y 6.4 se muestran los elipsoides de dispersión de velocidades en el plano xy del disco. La primera corresponde al caso isotrópico, por lo tanto los elipsoides son de hecho esferas, cuyo radio está dado por (6.7). La figura 6.4 corresponde al caso elipsoidal, los semiejes de los elipsoides están calculados a partir de (6.7) y (6.10). Los dos casos serán aplicados al estudio de la fricción dinámica y comparados entre sí en la sección 6.3.

6.1.2. La fuerza de fricción dinámica.

Para la expresión final de la fuerza de fricción dinámica, se consideraron separadamente dos casos, como se mencionó más arriba. Para el caso de dispersión isotrópica de velocidades en disco resulta

$$\mathbf{a}_{DF} = -4\pi G^2 m_s \left[\frac{\rho_s F(v_c/\sigma_b)}{|v_s|^3} \mathbf{v}_s + \frac{\rho_s F(v_c^*/\sigma_d)}{|v_s^*|^3} \mathbf{v}_s^* \right] \ln(\Lambda) \quad (6.11)$$

donde $F(x) = \text{erf}(x) - \text{erf}'(x)$ y $x = (1/2)^{1/2} (v_s/\sigma)$ (ver ec. 5.35) y los subíndices b y d se refieren al bulbo y al disco respectivamente. Aquí σ es la dispersión de velocidades unidimensional, \mathbf{v}_s es la velocidad de la satélite relativa a un sistema inercial, y $\mathbf{v}_s^* = (\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_c + \mathbf{v}_a)$, donde \mathbf{v}_c es la velocidad circular $\sqrt{R(\partial\Phi/\partial R)}$, y \mathbf{v}_a es la velocidad de la *corriente asimétrica*. Como vimos, esta última está definida por $v_a \equiv v_c - \bar{v}_\phi$, y su valor está dado por (6.5):

$$v_a(2v_c - v_a) = \sigma_R^2 \left[\frac{\sigma_R^2}{\sigma_\phi^2} - 1 - \frac{\partial \ln(\rho \sigma_R^2)}{\partial \ln R} - \frac{R}{\sigma_R^2} \frac{\partial(\bar{v}_R \bar{v}_z)}{\partial z} \right]$$

En nuestro caso, el último término del miembro de la derecha se anula, por estar en modelo basado en solamente dos integrales de movimiento (e.g. Freeman, 1970). Teniendo en cuenta las ecs. (6.6), (6.7) y (6.8), resulta, para el disco de Miyamoto-Nagai,

$$v_a = v_c \left[1 - \frac{21}{8} \frac{(z^2 + b_2^2)^{1/2} (a_2 + (z^2 + b_2^2)^{1/2})^2}{a_2 R^2 + (a_2 + 3(z^2 + b_2^2)^{1/2})(a_2 + (z^2 + b_2^2)^{1/2})^2} \right] \quad (6.12)$$

En la figura 6.5 se muestra v_a/v_c para un disco de Miyamoto-Nagai con $a = 5$ y $b = 0.5$. Para el modelo que incluye un disco con dispersión de velocidades anisotrópica, la fricción dinámica originada por el disco está dada por las ecs. (5.37) a (5.40), donde ahora las componentes paralela y transversal de la velocidad de la satélite (que son argumentos de las funciones B_{\parallel} y B_{\perp}) se refieren a $\mathbf{v}_s^* = (\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_c + \mathbf{v}_a)$.

El efecto de la fricción dinámica debida al disco es el de eliminar la velocidad peculiar de la satélite y circularizar su órbita; luego, debido a la discrepancia entre la velocidad circular y la velocidad media del material del disco (ver sección 6.3.1), la órbita decae en espiral hacia el centro.

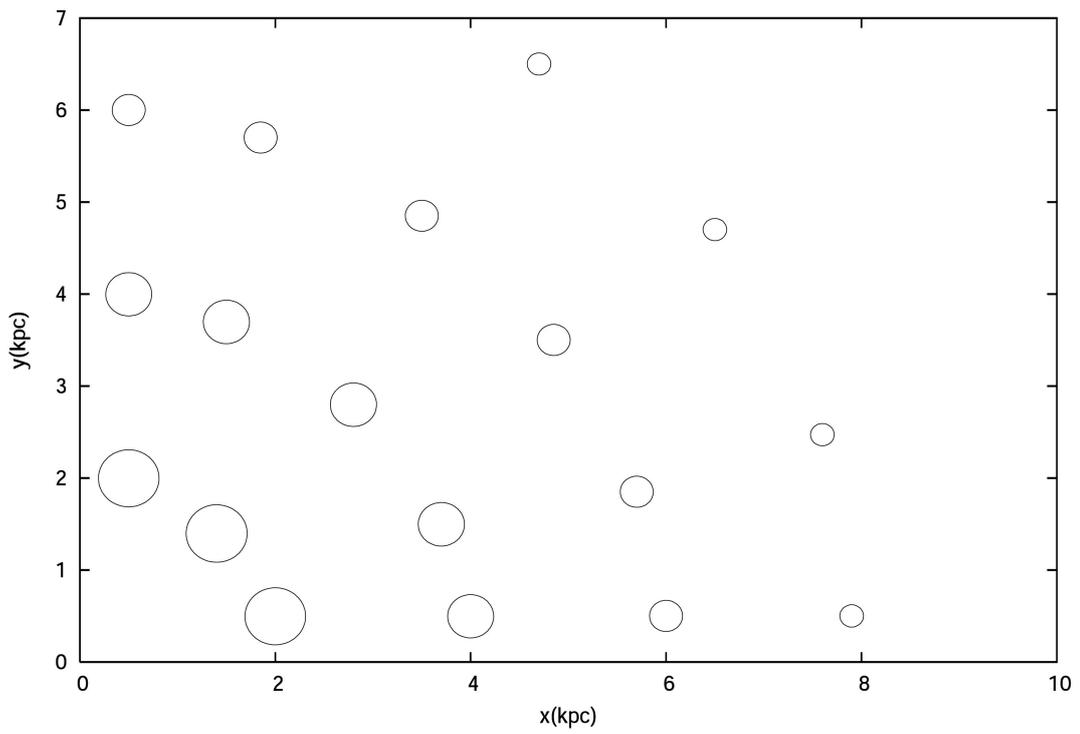


Fig. 6.3: Elipsoides de dispersión para el caso isotrópico en el disco de Miyamoto-Nagai.

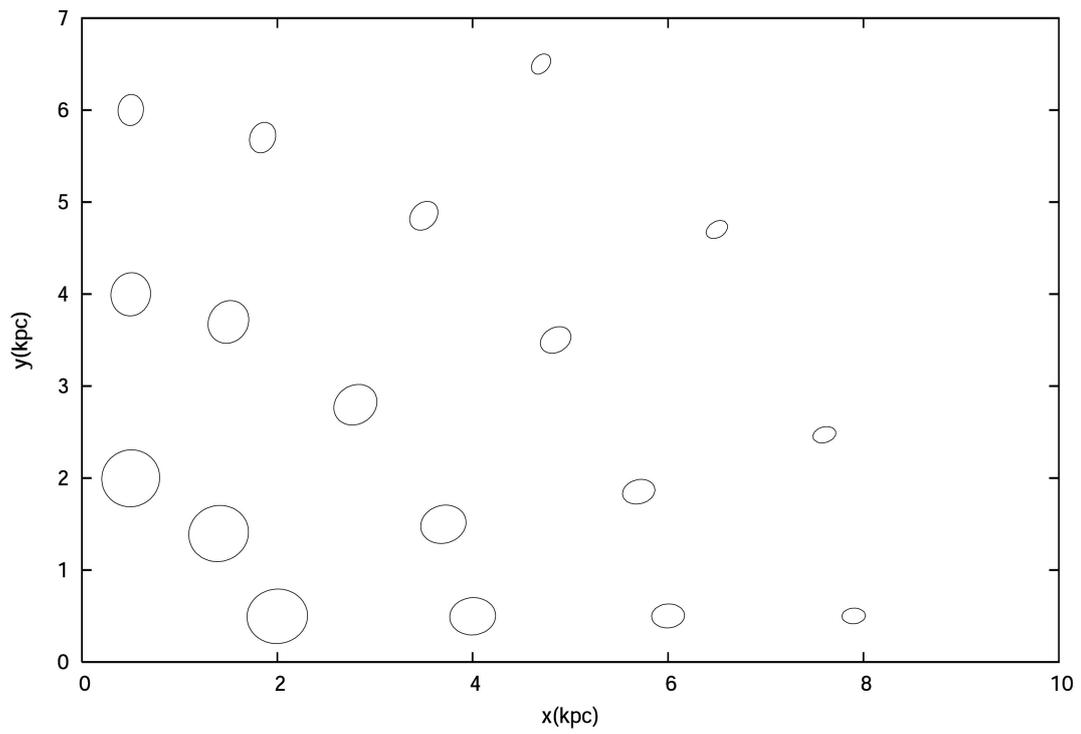


Fig. 6.4: Elipsoides de dispersión para el disco de Miyamoto-Nagai.

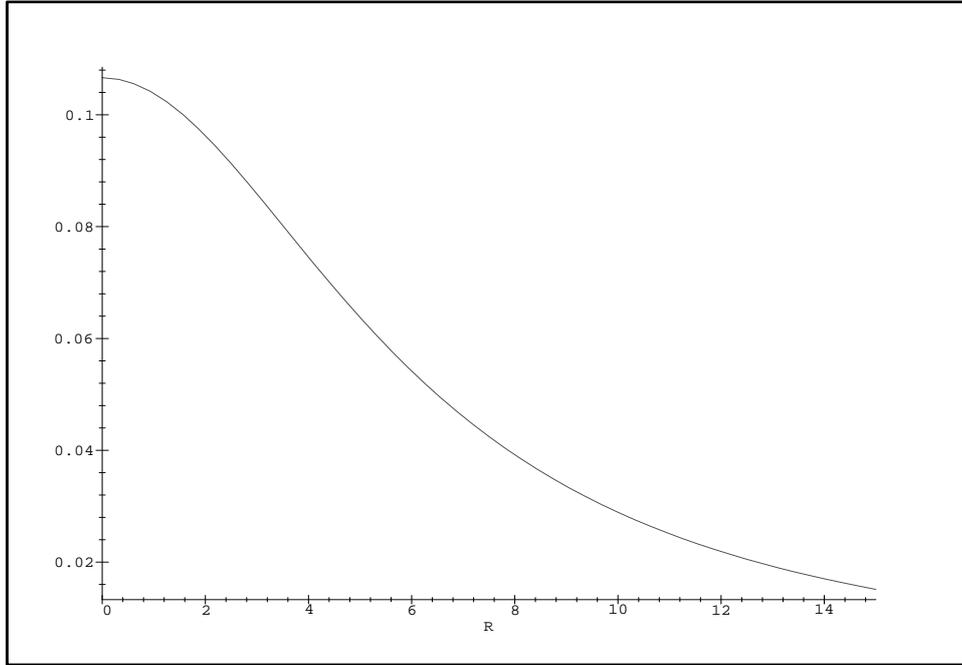


Fig. 6.5: Razón v_a/v_c para un disco de Miyamoto-Nagai con $a = 5$ y $b = 0,5$ (en $z = 0$).

6.1.3. La galaxia satélite.

La galaxia satélite está definida por el par potencial-densidad

$$\phi_s(\mathbf{x}) = \frac{G m_s}{(r_s^2 + b_s^2)^{1/2}} \quad (6.13)$$

$$\rho_s(\mathbf{x}) = \frac{3}{4} \frac{b_s^2 m_s}{\pi (r_s^2 + b_s^2)^{5/2}} \quad (6.14)$$

(Plummer, 1911)

El modelo de Plummer ha sido uno de los más utilizados para describir sistemas estelares con simetría esférica, especialmente cúmulos globulares, núcleos de galaxias espirales y galaxias elípticas enanas.

En la figura 6.6 se muestra a modo de ejemplo una configuración típica de un sistema galaxia+satélite, donde las curvas de igual densidad espacial fueron calculadas a partir de (6.3), (6.6) y (6.14).

Algunas propiedades del modelo de Plummer, relevantes en nuestro estudio subsiguiente, son:

Brillo superficial:

$$\mu(R) = \Upsilon^{-1} 2 \int_0^\infty \rho_s(r) dz = \frac{m_s}{\pi \Upsilon (R^2 + b_s^2)^2} \quad (6.15)$$

donde $r^2 = R^2 + z^2$ y Υ es el cociente masa-luminosidad.

Masa interior a r :

$$m_s(r) \equiv \int_0^r \rho(r') 4\pi r'^2 dr' = \frac{r^3 m_s}{(r^2 + b_s^2)^{3/2}} \quad (6.16)$$

Dispersión tridimensional de velocidades (isotrópica): A partir de las ecuación de Jeans, y asumiendo $\sigma_r^2 \equiv \overline{v_r^2} = \overline{v_\theta^2} = \overline{v_\phi^2}$, se obtiene

$$\frac{\partial(\rho_s \overline{v_r^2})}{\partial r} = -\rho_s \frac{d\phi_s}{dr} \quad (6.17)$$

de donde finalmente

$$\sigma_r^2(r) = \frac{G m_s}{6 (r^2 + b_s^2)^{1/2}} \quad (6.18)$$

Energía cinética:

$$T \equiv \frac{1}{2} \int_0^\infty \sigma_r^2(r) \rho(r) 4\pi r dr = \frac{3\pi}{64} \frac{G m_s^2}{b_s} \quad (6.19)$$

Energía potencial:

$$W \equiv \frac{1}{2} \int_0^\infty \phi_s(r) \rho(r) 4\pi r dr = -\frac{3\pi}{32} \frac{G m_s^2}{b_s} \quad (6.20)$$

de modo que se cumple el teorema del virial $2T + W = 0$.

6.2. La evolución de la galaxia capturada.

Truncamiento por fuerzas de marea. En el tratamiento del problema mediante los modelos semi-analíticos consideraremos, además de la fricción dinámica que es la causante del decaimiento de la órbita de la galaxia satélite, el proceso de *pérdida de masa* que esta última experimenta a medida que recorre su trayectoria a través de la distribución de masa de la galaxia principal. Esto ocurre porque la materia que queda fuera de un radio límite de la satélite —el cual se denomina *radio de marea* y denotaremos por r_t — deja de estar gravitacionalmente ligada a la misma. El efecto de la pérdida de masa en la fricción dinámica es una disminución en la magnitud de ésta, ya que la fuerza es proporcional al cuadrado de la masa de la satélite (ec. 5.31). La masa relevante entonces para el cálculo de la fricción dinámica es la masa interior a r_t . Ésta es, según (6.16),

$$m_s(r_t) \equiv \int_0^{r_t} \rho(r) 4\pi r^2 dr = \frac{r_t^3 m_s}{(r_t^2 + b_s^2)^{3/2}} \quad (6.21)$$

El valor del radio de marea r_t depende del potencial de la galaxia primaria, del potencial de la satélite, de la órbita de la satélite y de las órbitas de las estrellas ligadas a la satélite. Por consiguiente, su valor va variando a medida que esta última se mueve a lo largo de su trayectoria. Además, no existe un valor único para r_t ; por ejemplo, será menor en dirección al centro del potencial de la galaxia primaria y mayor en dirección opuesta. Por lo tanto, de aquí en adelante entenderemos por r_t al valor instantáneo que éste toma sobre la línea que une los centros de potencial de la galaxia principal y la satélite.

Para calcular r_t , analizamos el sistema situándonos en un sistema de coordenadas rotante con

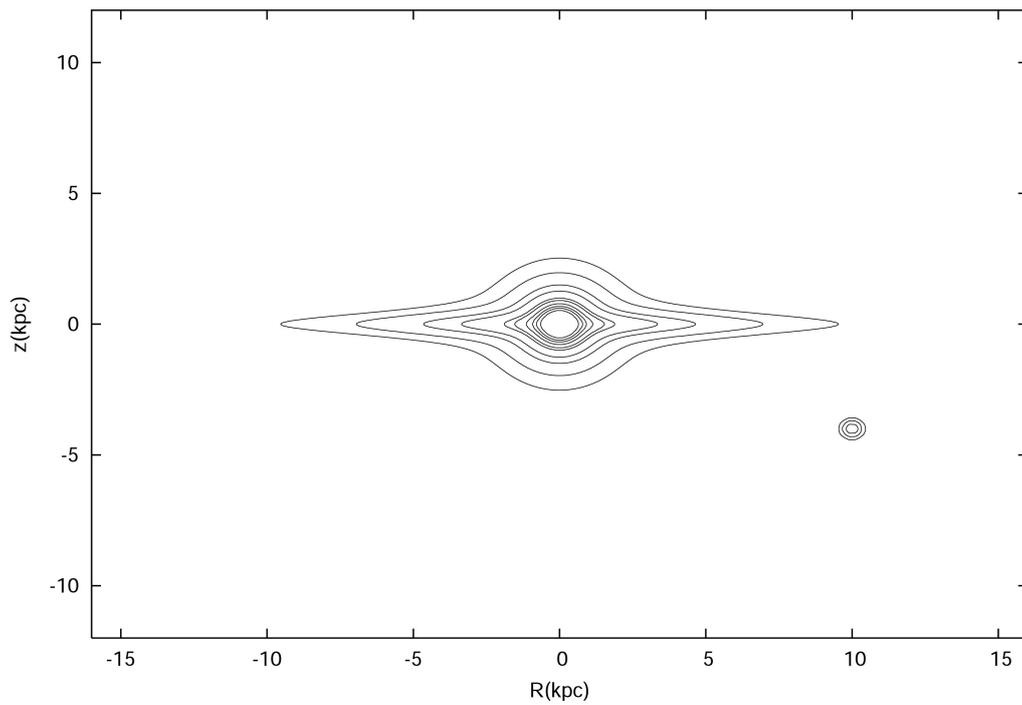


Fig. 6.6: Sistema galaxia+satélite. La galaxia principal es la superposición de un bulbo (6.3) con radio de escala $a_1=1$ kpc y un disco (6.6) con $a_2=5$ kpc y $b_2/a_2 = 0,1$. La razón bulbo-disco es $B/D=0.3$. La galaxia satélite es una esfera de Plummer (6.14) con masa $m_s = 0,09 M_{gal}$ y radio de escala $a_s=0.4$ kpc

velocidad angular $\Omega(\mathbf{x}, t)$ (igual a la velocidad angular de la satélite en el sistema en reposo), centrado en la galaxia huésped. La ecuación de movimiento del centro de masa de la satélite es

$$\ddot{\mathbf{x}} = -\nabla\phi_g(\mathbf{x}) + \mathbf{x} \wedge \dot{\Omega} + 2\dot{\mathbf{x}} \wedge \Omega - \Omega \wedge (\Omega \wedge \mathbf{x}) \quad (6.22)$$

(e.g. Landau & Lifshitz, 1991) donde ϕ_g el potencial de la galaxia huésped. La ecuación de movimiento de una estrella es, en el mismo sistema,

$$\ddot{\mathbf{x}}_s = -\nabla\phi_s(\mathbf{x}_s - \mathbf{x}) - \nabla\phi_g(\mathbf{x}_s) + \mathbf{x}_s \wedge \dot{\Omega} + 2\dot{\mathbf{x}}_s \wedge \Omega - \Omega \wedge (\Omega \wedge \mathbf{x}_s) \quad (6.23)$$

donde ϕ_s el potencial de la satélite. Las ecuaciones (6.22) y (6.23) son rigurosas, pero aún demasiado generales para ser útiles; queremos llegar a una expresión analítica para calcular r_t que pueda además implementarse fácilmente en el código semianalítico. Calcularemos entonces r_t según la definición dada más arriba. Sin pérdida de generalidad para nuestros propósitos (argumentos que justifican esta afirmación serán dados más adelante), para el cálculo de r_t consideraremos solamente órbitas puramente radiales para las estrellas ligadas a la satélite. Por lo tanto $\dot{\mathbf{x}}_s = \dot{x}_s \hat{\mathbf{e}}_r$. Si además consideramos que la satélite tiene simetría esférica, $\nabla\phi_s(\mathbf{x}_s - \mathbf{x}) = Gm_s(r_s - r)/|r_s - r|^3 \hat{\mathbf{e}}_r$. Las ecuaciones (6.22) y (6.23) toman entonces la forma

$$\ddot{r} = r\Omega^2 - \frac{d\phi_g}{dr} \quad (6.24)$$

$$\ddot{r}_s = r_s\Omega^2 - \left(\frac{d\phi_g}{dr}\right)_{r_s} - \frac{Gm_s(r_s - r)}{|r_s - r|^3} \quad (6.25)$$

de las cuales se obtiene

$$r_t = \left(\frac{Gm_s}{\Omega^2 - d^2\phi_g/dr^2}\right)^{1/3} \quad (6.26)$$

Estas últimas tres expresiones son a las obtenidas por King (1962). Como Ω y $d^2\phi_g/dr^2$ son funciones de la posición y por lo tanto del tiempo, la ecuación (6.26) define el *radio de marea instantáneo*.

Una vez calculado r_t , la masa ligada (\equiv interior a r_t) se calcula a partir de (6.21). Definimos la *concentración* de la satélite como el cociente $c \equiv \log(b_s/r_t)$, en analogía a los modelos de King (1962, 1966). En la figura 6.7 se muestran los perfiles de brillo superficial del modelo de Plummer truncado para distintos valores de (b_s/r_t) .

Otra manera de estimar r_t es a partir del valor de r para el en el cual la densidad espacial en la satélite es igual a la densidad local de la galaxia huésped, es decir, se cumple $\rho_g(\mathbf{x}) = \rho_s(r_t)$ donde \mathbf{x} es la posición (instantánea) de la satélite (e.g. Boylan-Kolchin & Ma, 2006). Si bien el valor adoptado finalmente para el radio de marea es (6.26), nuestro código semianalítico implementa ambas formas de calcular r_t a fin de comparar ambos valores. La diferencia en casi todos los casos es inferior al 5 %.

Choque gravitacional. El proceso de pérdida de masa recién descrito, está como vimos asociado a la superposición de los potenciales y la geometría del sistema (y su variación en el tiempo). El otro mecanismo a tener en cuenta es el *calentamiento por choque* (*'shock'*) *gravitacional*. Cuando la satélite atraviesa regiones en las que el potencial externo varía rápidamente, sufre una perturbación de corta duración comparada con su escala de tiempo dinámico característica. Esta perturbación produce un incremento en los movimientos aleatorios (a esto se le denomina *calentamiento*) de las estrellas en la satélite. Esto provoca que algunas de las estrellas adquieran energía total positiva y abandonen la satélite, dejando las estrellas restantes con energía media menor de la que tenían antes. En consecuencia el sistema se contrae (Spitzer, 1958). Las estrellas más afectadas serán, claro está, las más débilmente ligadas a la satélite.

Hay dos circunstancias en las que los shocks pueden ser dominantes la evolución de la estructura interna de la satélite: (1) al atravesar el disco de la galaxia principal, y (2) cerca del centro de la

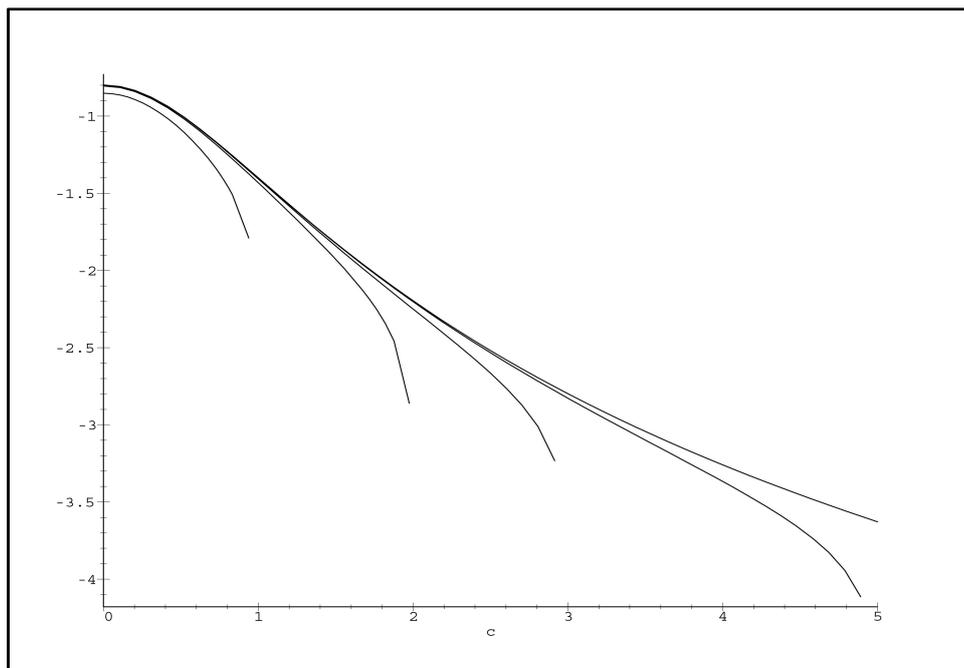


Fig. 6.7: Perfiles de brillo superficial de la satélite, representada por un modelo de Plummer truncado calculado a partir de (6.21) y (6.26), para varios valores de concentración: de izquierda a (b_s/r_t) derecha, $(b_s/r_t)=1,2,3,5,50$

galaxia principal, donde el gradiente del potencial total es más pronunciado, especialmente debido al bulbo. Llamaremos al primer caso *shock de disco* y al segundo *shock de bulbo*. Por ejemplo, la evolución de cúmulos globulares en la Galaxia estuvo afectada en gran medida por shocks de disco (e.g. Spitzer & Chevalier, 1973; Ostriker et al., 1972). Más aún, shocks de disco y bulbo habrían jugado un papel importante en la destrucción de una fracción importante de cúmulos globulares (Hut & Djorgovski, 1992).

Para calcular el efecto del shock, asumiremos válida la *aproximación impulsiva* (Spitzer, 1958), Ésta consiste en considerar que durante el shock, las estrellas de la satélite modifican su velocidad pero no su posición. En consecuencia la energía potencial total no se modifica mientras que el cambio Δv en la velocidad de cada estrella provoca un incremento en la energía cinética. Calcularemos a continuación dicho incremento, considerando a la satélite representada por una esfera de Plummer(6.13, 6.14), que atraviesa el disco de la galaxia principal, representado por un disco de Miyamoto-Nagai (6.5, 6.6). Sean (R, Z) las coordenadas cilíndricas con origen en el centro galáctico, y (x, y, z) las coordenadas cartesianas con origen en el centro de la satélite, con el eje z paralelo al eje Z y el eje x apuntando radialmente hacia afuera. Como en este caso la mayor variación en el potencial del disco es en la dirección Z , calcularemos solamente Δv_z que será con mucho la componente dominante de $\Delta \mathbf{v}$ (e.g. Binney & Tremaine, 1987; Kundić & Ostriker, 1995). Entonces,

$$\Delta v_z \simeq \int \mathbf{x} \cdot [\nabla(\nabla_Z \Phi_g)]_{\mathbf{x}=\mathbf{0}} dt \quad (6.27)$$

(Binney & Tremaine, 1987, ec.(7-69)), y por las misma razón

$$\mathbf{x} \cdot [\nabla(\nabla_Z \Phi_g)] \simeq z \frac{\partial}{\partial Z} (\nabla_Z \Phi_g) \equiv z \frac{\partial g_Z}{\partial Z} \quad (6.28)$$

Si V_Z es la velocidad de la satélite perpendicular al plano del disco, haciendo la sustitución $Z=V_Z t$ el cambio Δv_z al moverse la satélite desde $Z=Z_0$ hasta $Z=Z_1$ es

$$\begin{aligned} \Delta v_z &\simeq \frac{z}{V_Z} \int_{Z_0}^{Z_1} \left(\frac{\partial g_Z}{\partial Z} \right)_{Z=V_Z t} dZ \\ &= \frac{z}{V_Z} [\nabla_Z \Phi_d(Z_1) - \nabla_Z \Phi_d(Z_0)] \end{aligned} \quad (6.29)$$

donde, de (6.5)

$$\nabla_Z \Phi_d(R, Z) = - \frac{G \mathfrak{M}_d (a + \sqrt{z^2 + b^2}) Z}{(R^2 + (a + \sqrt{Z^2 + b^2})^2)^{3/2} \sqrt{Z^2 + b^2}} \quad (6.30)$$

La expresión (6.29) es una generalización de la la expresión utilizada usualmente para estimar la variación de v_z (e.g. Gnedin & Ostriker, 1999; Kundić & Ostriker, 1995), sólo que en nuestro tratamiento es evaluada en cada paso de integración, permitiendo de esta manera tener en cuenta la dependencia de V_Z con R y Z (detalles en la sección siguiente).

Asimismo, calculamos la varación en v debido al shock de bulbo, el cual es más importante hacia el centro de la galaxia huésped (Aguilar et al., 1988). En este caso el shock provocará una variación en la velocidad radial la cual es, en total analogía con el cálculo de Δv_z , y tomando $\mathfrak{R}^2 = R^2 + Z^2$,

$$\begin{aligned} \Delta v_r &\simeq \frac{r}{V_{\mathfrak{R}}} \int_{\mathfrak{R}_0}^{\mathfrak{R}_1} \left(\frac{\partial g_{\mathfrak{R}}}{\partial \mathfrak{R}} \right)_{\mathfrak{R}=V_{\mathfrak{R}} t} dr \\ &= \frac{r}{V_{\mathfrak{R}}} [\nabla_{\mathfrak{R}} \Phi_b(\mathfrak{R}_1) - \nabla_{\mathfrak{R}} \Phi_b(\mathfrak{R}_0)] \end{aligned} \quad (6.31)$$

donde, de (6.2)

$$\nabla_{\mathfrak{R}}\Phi_b(r) = -G\mathfrak{M}_b \left[\frac{\mathfrak{R}}{(\mathfrak{R} + a_1)^2} - \frac{\mathfrak{R}^2}{(\mathfrak{R} + a_1)^3} \right] \quad (6.32)$$

Estamos entonces en condiciones de calcular el incremento en la energía cinética.

$$\Delta E = \frac{1}{2}[(\mathbf{v}')^2 - (\mathbf{v})^2] = \mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{v} + \frac{1}{2}(\Delta v)^2 \quad (6.33)$$

Reemplazando en (6.33) las expresiones para el cambio en la velocidad de una estrella y promediando sobre todas las estrellas para $r=\text{cte.}$, tenemos un término $\frac{1}{2}(\Delta v)^2$; éste es el término de primer orden.

$$\begin{aligned} \overline{\Delta E} &= \overline{\Delta E}_d + \overline{\Delta E}_b \\ &= \frac{r^2}{2} \left[\frac{\nabla_Z \Phi_d(Z_1) - \nabla_Z \Phi_d(Z_0)}{3 V_Z} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\nabla_r \Phi_b(\mathfrak{R}_1) - \nabla_r \Phi_b(\mathfrak{R}_0)}{V_r} \right]^2 \end{aligned} \quad (6.34)$$

donde $\mathfrak{R}^2 = R^2 + Z^2$ y $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, y se ha tomado $\overline{z^2} = r^2/3$ y $\sigma^2(r) = v^2$.

En cuanto al término $\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{v}$, su momento de orden 0 (o sea la media) $\overline{(\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{v})}$ se anula, por lo que la primera contribución es el momento de orden 1, es decir $\overline{(\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{v})^2}/3$, y constituye el *término de segundo orden* $\overline{(\Delta E)^2}$. El término de segundo orden había sido históricamente despreciado frente al de primer orden, pero se demostró que de hecho puede ser más importante que éste último (Aguilar & White, 1985; Kundić & Ostriker, 1995). No incluiremos un cálculo riguroso de $\overline{(\Delta E)^2}$, pero sí una estimación que resulta adecuada para nuestros propósitos. El cociente entre $\overline{(\Delta E)^2}$ y $\overline{(\Delta E)}^2$ es

$$\begin{aligned} \frac{\overline{(\Delta E)^2}}{\overline{(\Delta E)}^2} &= \frac{\overline{v^2} V^2}{r^2 g_{max}^2} + \frac{9}{5} \\ &\simeq \frac{m_s(r)}{\mathfrak{M}(\mathfrak{R})} \left(\frac{\mathfrak{R}}{r} \right)^3 + \frac{9}{5} \end{aligned} \quad (6.35)$$

(Kundić & Ostriker, 1995). Por razones que veremos enseguida, nos interesa especialmente el valor de ΔE en las proximidades del radio de marea r_t , donde las aceleraciones de la gravedad de la galaxia y la satélite son iguales. Entonces,

$$\frac{\overline{(\Delta E)^2}}{\overline{(\Delta E)}^2} \simeq \frac{\mathfrak{R}}{r_t} + \frac{9}{5} \quad (6.36)$$

De esta manera se incluyen en el cálculo los dos términos. Eventualmente se comparará cuantitativamente el efecto de ambos.

Para calcular la cantidad de masa que deja de estar ligada a la satélite como consecuencia de los shocks, se implementó un procedimiento sencillo y directo. En primer lugar consideremos la energía específica de una estrella con velocidad v y posición $r \hat{\mathbf{e}}_r$ en el potencial de una esfera de Plummer aislada:

$$\begin{aligned} \epsilon(r, v) &= \frac{1}{2}v^2 + \Phi_s(r) \\ &= \frac{1}{2}v^2 - 4\pi G \left[\frac{1}{r} \int_0^r \rho_s(r') r'^2 dr' + \int_r^\infty \rho_s(r') r' dr' \right] \\ &= \frac{1}{2}v^2 - \frac{Gm_s}{\sqrt{r^2 + b_s^2}} \end{aligned} \quad (6.37)$$

de modo que si la estrella tiene $v^2(r)=\sigma^2(r)$ dada por (6.18), la energía específica es

$$-\frac{3}{4} \frac{Gm_s}{\sqrt{r^2 + b_s^2}} \quad (6.38)$$

Esto significa, siguiendo la línea de razonamiento del párrafo anterior, que para que la estrella escape del sistema debería recibir una energía cinética igual o mayor al negativo de (6.38), es decir

$$\Delta\epsilon \geq \frac{3}{4} \frac{Gm_s}{\sqrt{r^2 + b_s^2}} \quad (6.39)$$

Ahora bien, en nuestro caso, la satélite está lejos de ser una galaxia aislada, sino que –además del shock gravitacional– está sufriendo una pérdida de masa debido a el truncamiento por fuerzas de marea, como vimos más arriba. Por lo tanto, la energía específica de la estrella no es (6.37) sino

$$\begin{aligned} \epsilon(r, v|r_t) &= \frac{1}{2}v^2 + \Phi_s(r|r_t) \\ &= \frac{1}{2}v^2 - 4\pi G \left[\frac{1}{r} \int_0^r \rho_s(r')r'^2 dr' + \int_r^{r_t} \rho_s(r')r' dr' \right] \\ &= \frac{1}{2}v^2 - Gm_s \left[\frac{1}{(r^2 + b_s^2)^{1/2}} - \frac{b_s^2}{(r_t^2 + b_s^2)^{3/2}} \right] \end{aligned} \quad (6.40)$$

de manera que la energía necesaria para arrancar la estrella es menor, y depende del valor de r_t , el cual está dado por (6.26). La condición para que la estrella escape es

$$\overline{\Delta\epsilon} + Gm_s \left[\frac{3}{4} \frac{1}{(r^2 + b_s^2)^{1/2}} - \frac{b_s^2}{(r_t^2 + b_s^2)^{3/2}} \right] \geq 0 \quad (6.41)$$

donde $\overline{\Delta\epsilon} = \overline{\Delta\epsilon}(\mathfrak{R}, Z, V_{\mathfrak{R}}, V_Z, r, \mathbf{v})$ está dado por (6.34) y (6.36),

$$\overline{\Delta\epsilon} = \overline{\Delta E} \times \left(\frac{14}{5} + \frac{\mathfrak{R}}{r_t} \right)^{1/2} \quad (6.42)$$

Llamaremos *radio de shock* al valor de $r = r_{sh}$ para el que se cumple la igualdad en (6.41), es decir,

$$\left(r_{sh} + 6 \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{A}} \right)^2 \left(\frac{2\mathfrak{A}}{9Gm_s} \right) (r_{sh}^2 + b_s^2) = 0 \quad (6.43)$$

donde

$$\mathfrak{A} \equiv \left[\frac{\nabla_Z \Phi_d(Z_1) - \nabla_Z \Phi_d(Z_0)}{3V_Z} + \frac{\nabla_r \Phi_b(\mathfrak{R}_1) - \nabla_r \Phi_b(\mathfrak{R}_0)}{V_r} \right]^2 \left(\frac{14}{5} + \frac{\mathfrak{R}}{r_t} \right)^{1/2} \quad (6.44)$$

$$\mathfrak{B} \equiv \frac{Gm_s b_s^2}{(r_t^2 + b_s^2)^{3/2}} \quad (6.45)$$

La ecuación (6.43) tiene solución analítica (ver ec. A.1 en el apéndice A).

El radio r_{sh} representa un radio límite fuera del cual las estrellas dejan de estar ligadas a la satélite. La masa de la satélite se calcula a partir de (6.16) para cada paso de integración, como la masa interior al mínimo entre r_{sh} y r_t .

En la figura (6.8) se muestran las energías cinética y potencial específicas en función del radio para una satélite representada por un modelo de Plummer, truncado a un determinado r_t . Se muestra también la energía cinética inyectada por el shock, calculada a partir de (6.42). Como puede verse a partir del gráfico, las estrellas fuera de r_t tienen energía total positiva y escaparán de la satélite. En este caso, es el truncamiento por fuerzas de marea el que domina, ya que la energía extra no es suficiente para arrancar estrellas con velocidad típica $\sigma(r)$ dentro del radio de marea. Nótese en la figura (6.10) la dependencia de r_{sh} en r_t (a través del potencial).

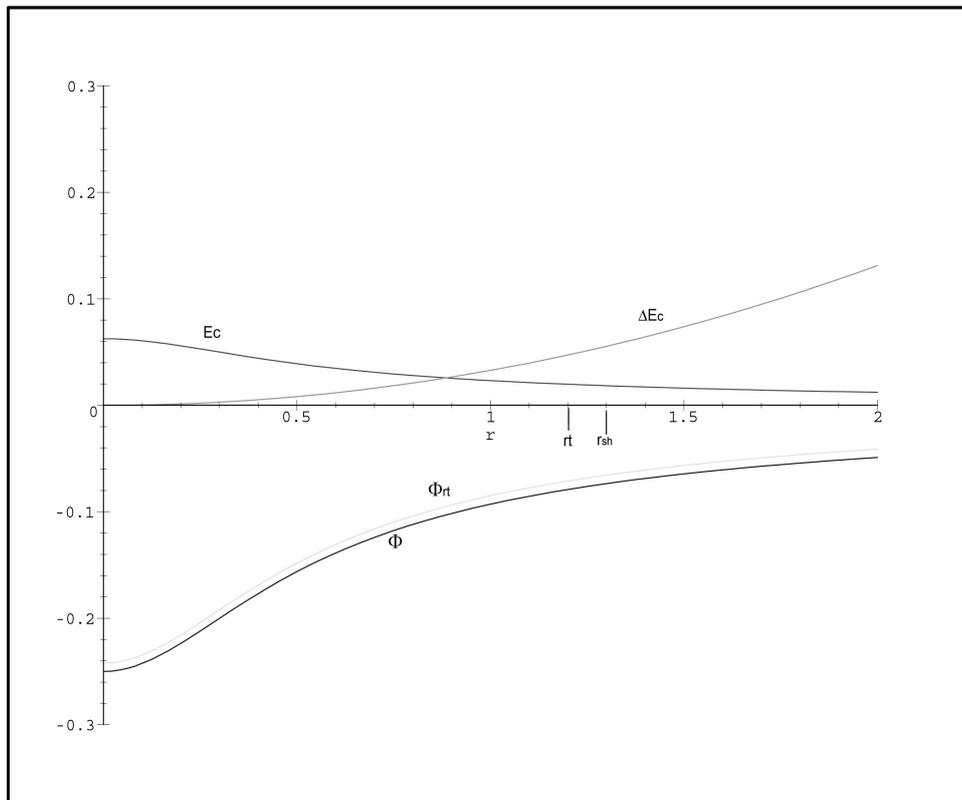


Fig. 6.8: Energía cinética (E_c) y energía potencial (Φ_r) específicas de la esfera de Plummer con $m_s=0.1M_g$, $b_s=0.4$, $r_t=1.2$; e incremento de energía (ΔE_c) por shock luego de atravesar el disco desde $Z = 1$ hasta $Z = 0$, para $\mathfrak{R}=5$ kpc. Se indican el radio de marea r_t y el radio de shock r_{sh} . También se muestra a modo de comparación el potencial para la misma esfera de Plummer pero sin truncar (Φ). La galaxia primaria es un disco de Miyamoto-Nagai con $a = 5$ kpc y $b = 0,5$ kpc. (Las unidades de energía están en $G M_g/a$).

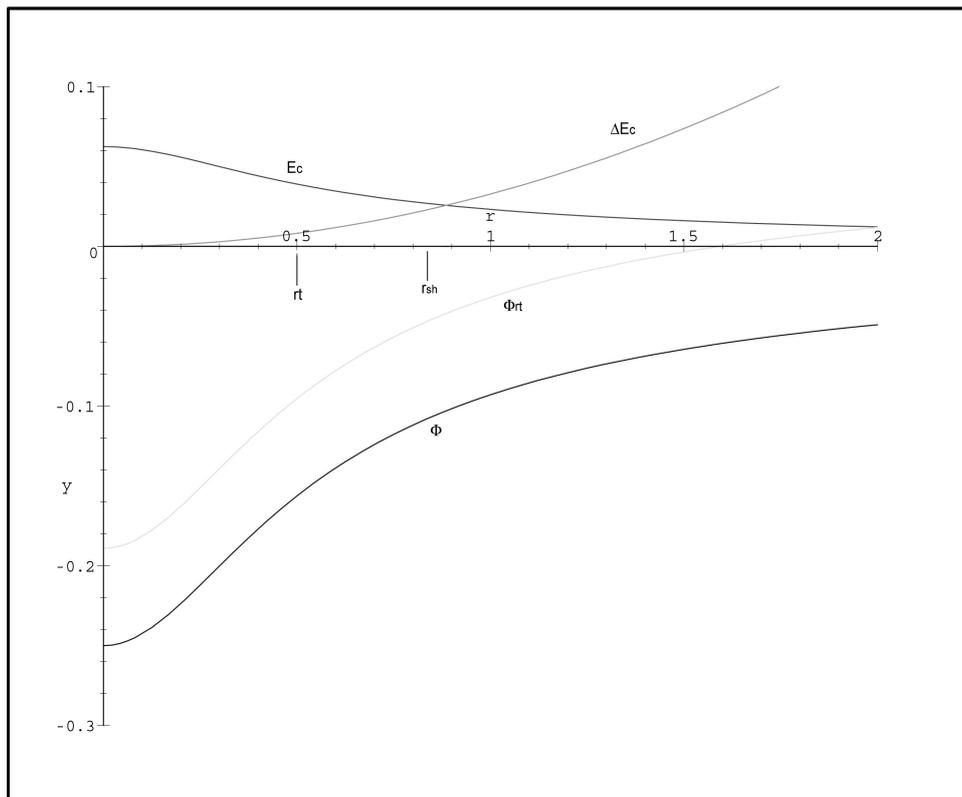


Fig. 6.9: Igual que la figura (6.8), pero con $r_t=0.5$. Nótese que en este caso también $r_t < r_{sh}$.

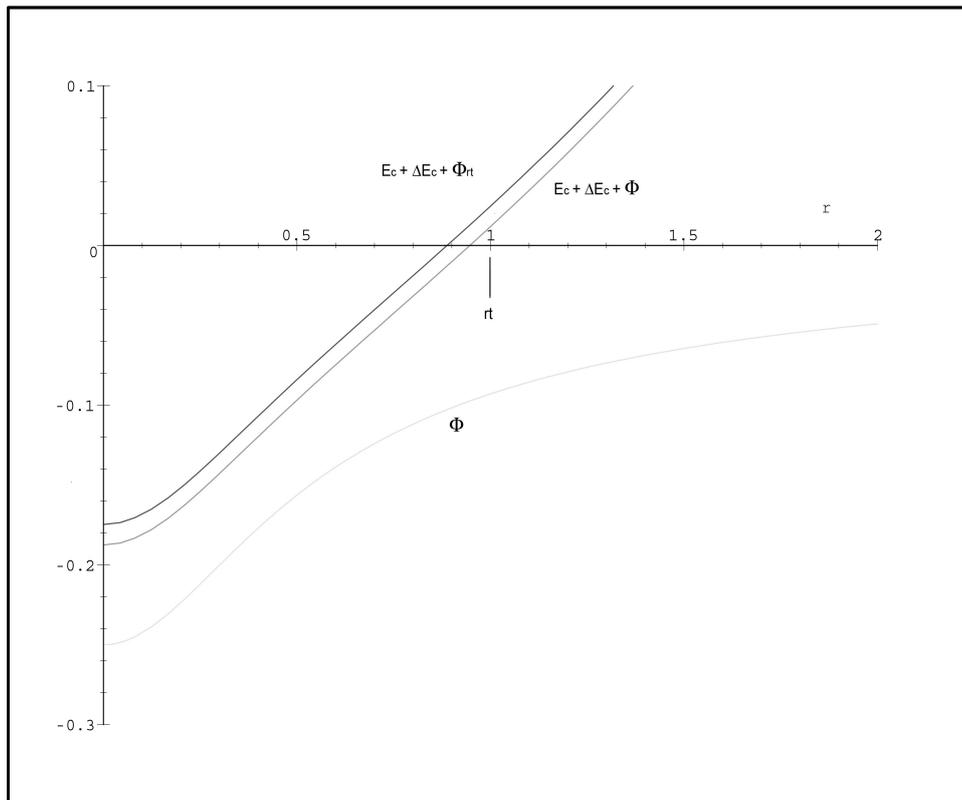


Fig. 6.10: Energía específica total de la esfera de Plummer con $m_s=0.1M_g$, $b_s=0.4$; truncada a $r_t=1.0$ (curva superior) y sin trincar (curva intermedia); para un incremento de energía (ΔE_c) por shock luego de atravesar el disco desde $Z = 1$ hasta $Z = 0$, con $V_Z=0.03$, para $R=5$ kpc. Nótese que el radio de shock (definido por el punto donde la energía total se anula) r_{sh} es menor en el primer caso. También se muestra a modo de comparación el potencial para la misma esfera de Plummer pero sin trincar (Φ).

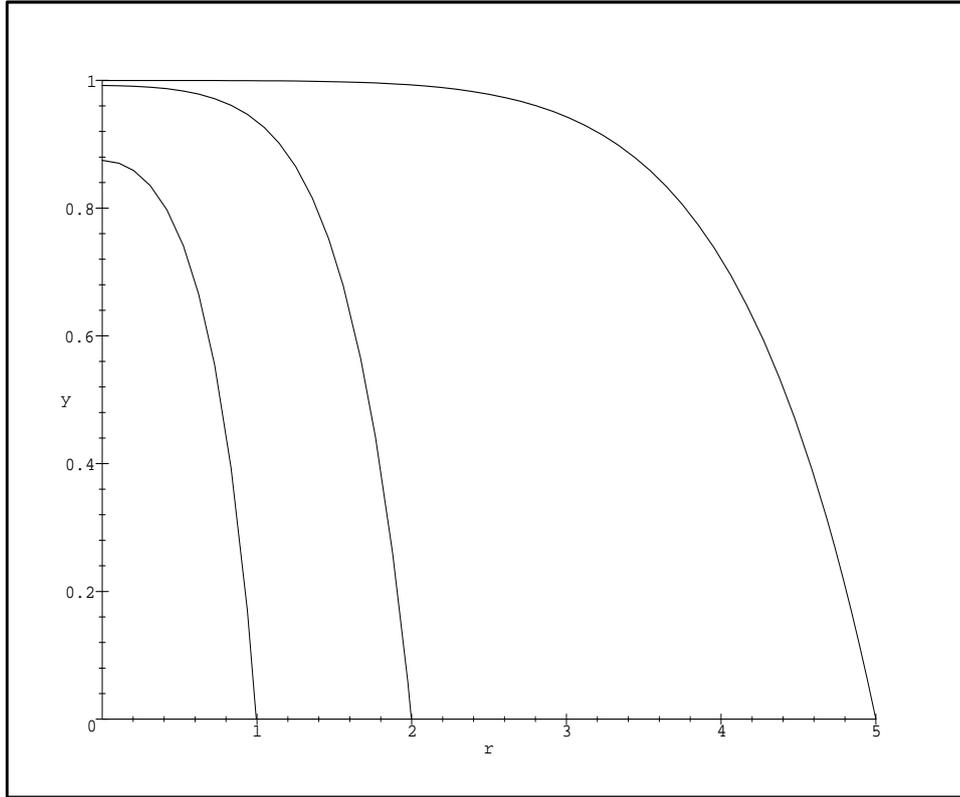


Fig. 6.11: Valor de $\sigma_{s,r_t}^2(r)/\sigma_s^2(r)$ para $r_t = 5b$, $r_t = 3b$, y $r_t = b$. Para $r = 0$, $\sigma_{s,r_t}^2(0) = \frac{7}{8}\sigma_s^2(0)$

El regreso al equilibrio: reajuste posterior al truncamiento. En el análisis anterior se asumió válida la aproximación de que la distribución de velocidades de las estrellas en la esfera de Plummer truncada es igual a la del modelo sin truncar para $r < r_t$. Investigaremos en este párrafo hasta qué punto es válida dicha aproximación. Consideremos para ello la ecuación de Jeans (6.17):

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\overline{\rho_s v_r^2})}{\partial r} &= -\rho_s \frac{d\phi_s}{dr} \\ &= \frac{3}{4\pi} \frac{Gb^2 m_s^2 r}{(r^2 + b^2)^4} \end{aligned} \quad (6.46)$$

Sustituyendo ϕ_s por la expresión del potencial de Plummer, e integrando entre r y r_t (en vez de r e ∞) y dividiendo por ρ_s , se obtiene

$$\sigma_{s,r_t}^2 = \frac{Gm_s}{6} \left[\frac{1}{(r^2 + b^2)^{1/2}} - \frac{(r^2 + b^2)^{5/2}}{(r_t^2 + b^2)^3} \right] \quad (6.47)$$

para la dispersión de velocidades (compárese con 6.18). La figura 6.11 muestra $\sigma_{s,r_t}^2(r)/\sigma_s^2(r)$ vs. r para modelos truncados con diferentes valores del radio de marea r_t , hasta $r_t = b$. En particular para

$r = 0$ y $r_t = b$, el valor de la dispersión central es $7/8$ de la del modelo aislado. Como puede verse, la aproximación a la cual hacíamos referencia puede considerarse apropiada sólo para las regiones centrales de la esfera de Plummer, las cuales se ven poco afectadas siempre que $r_t \geq b$. No puede decirse lo mismo de las regiones cercanas a r_t . Aquí la energía cinética media de las estrellas es como era de esperar considerablemente menor que en la esfera de Plummer para el mismo valor de r .

El efecto puede ser, entonces, importante. Sin embargo, el retorno al equilibrio lleva normalmente un tiempo considerable, a tal punto de que antes de alcanzarse el mismo, el sistema sufre una nueva perturbación. La escala de tiempo involucrada en el proceso de virialización es aproximadamente 20 veces la escala de tiempo dinámico del sistema (Gnedin & Ostriker, 1999). Para la esfera de Plummer, $t_{dyn} \simeq 4,8 \sqrt{b_s^3/Gm_s}$, por lo tanto $t_{vir} \simeq 96 \sqrt{b_s^3/Gm_s}$. Para estimar entonces la importancia de la virialización, hay que comparar esta última cantidad con la escala de tiempo dinámico en el cuerpo de la galaxia huésped $t_{orb}/2 = \pi R/v(R)$. Si consideramos esta última como un disco de Kuzmin de escala característica a , y con $R = a$, $t_{orb}/2 = 1,2 \pi \sqrt{a^3/GM_g}$. Entonces,

$$\tau \equiv \frac{20 t_{dyn}}{t_{orb}/2} \sim 27 \times \left[\frac{b_s^3 M_g}{a^3 m_s} \right]^{1/2} \quad (6.48)$$

Para el caso de una galaxia satélite con $m_s/M_g = 10^{-3}$ y $b_s/a = 0,05$, resulta $\tau = 9,5$ con lo que la aproximación puede considerarse válida. Para el caso de cúmulo globular con $m_s/M_g = 10^{-5}$ y $b_s/a = 0,001$, resulta $\tau < 1$; aquí la aproximación se quiebra. Sin embargo, si se considera para el cálculo del tiempo de virialización el tiempo dinámico para r cercano a r_t (que es la zona de interés justamente) puede mostrarse que $\tau \gtrsim 15$. Además, los efectos más destructivos sobre un cúmulo globular ocurren cerca del bulbo, donde los shocks gravitacionales pueden disgregarlo por completo, como veremos más adelante. En este caso, $R \ll a$, y el valor de τ es aún mayor.

De cualquier manera, sólo hemos dado argumentos para la plausibilidad de la aproximación empleada; debe tenerse en claro en qué casos es aplicable y un estudio más riguroso debería incluir el proceso de virialización durante la evolución del sistema para poder tratar el caso con más generalidad y precisión.

6.2.1. Unidades físicas

La relación entre las unidades del modelo y las unidades físicas se muestra en la tabla 6.1

Tab. 6.1: Relación entre unidades del modelo y unidades físicas.

	Símbolo	Unidad de modelo	Unidad física
Unidad gaussiana	$G M_\odot$	1	$4.3 \times 10^{-6} \text{ km}^2 \text{ s}^2 \text{ kpc}$
Tiempo	t	1	$1,49 M_1^{1/2} \times 10^6 \text{ años}$
Distancia	\mathbf{x}	1	1 kpc
Velocidad	\mathbf{v}	1	$(4.3 \times 10^5)^{1/2} M_1^{1/2} \text{ km s}^{-1}$
Masa de la galaxia 1	M_1	1	$10^{11} M_\odot$
Energía	\mathcal{E}	1	$2.15 \times 10^5 \text{ J}$

6.3. Los modelos semianalíticos: pruebas de funcionamiento y ejemplos.

Para probar los modelos semianalíticos, como primera medida, se trató el problema de una masa puntual en un potencial dado y se comprobó su estabilidad. En primer lugar se integró el problema de dos cuerpos: en este caso el potencial es $-GM/r$ y el resultado es una órbita kepleriana. Para comprobar la estabilidad de la solución, se lo integró durante un lapso de 10^6 unidades de tiempo del modelo, que es del orden de diez veces el tiempo de escala de Hubble (i.e. 10^{10} años) en unidades de tiempo físico, para dos valores de precisión del algoritmo: $\text{eps}=10^{-6}$ y $\text{eps}=10^{-7}$, obteniéndose resultados prácticamente igual de satisfactorios. La órbita para este último caso se muestra en la fig. 6.12. Al cabo de ese lapso de tiempo la variación en la energía total es inferior a un 4%. Luego se integró la órbita de una estrella en el potencial de la galaxia, para un tiempo igualmente largo. Como resultado, la órbita se mantiene confinada sin pérdida apreciable de energía (fig ??). Más ejemplos de órbitas estelares en este potencial para distintas condiciones iniciales, se muestran en la figura 6.13.

Luego de comprobar el funcionamiento satisfactorio del modelo, se analizaron con el mismo los diferentes mecanismos que intervienen en la evolución dinámica de la galaxia capturada.

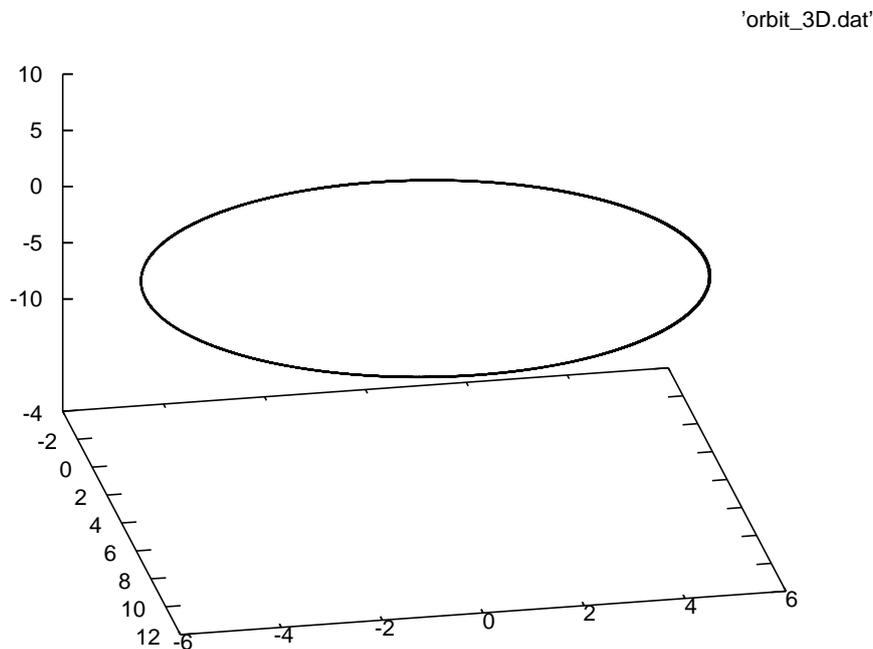


Fig. 6.12: Órbita estelar en un potencial kepleriano.

6.3.1. El efecto de la corriente asimétrica.

La fricción dinámica del disco tiende a circularizar la órbita de la galaxia capturada. Pero además el disco, pese a presentar movimientos predominantemente circulares, también está animado por movimientos aleatorios de las estrellas caracterizados por una dispersión de velocidades residuales (sección 4.3.1). Esto se conoce como la **temperatura del disco**. Como consecuencia de ésto, una órbita circular (o bien una órbita ya circularizada) decaerá al centro gradualmente, con mayor o

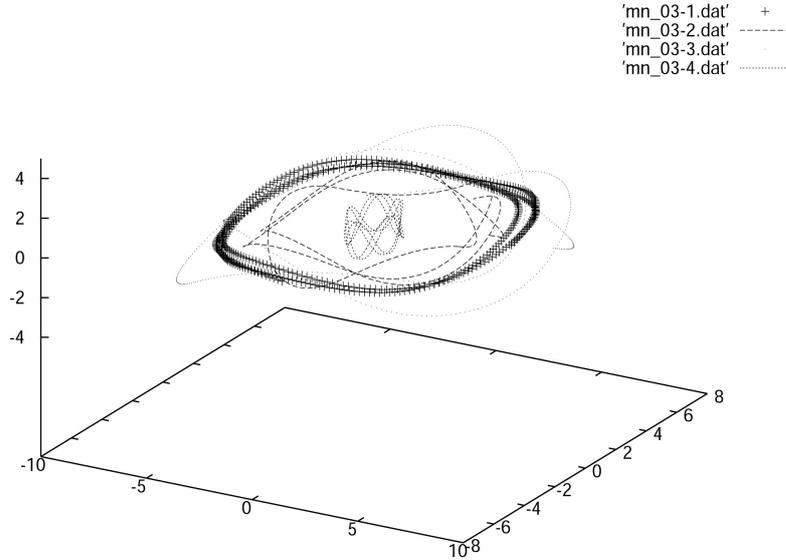


Fig. 6.13: Órbitas estelares en un potencial de galáctico.

menos rapidez dependiendo de la masa del cuerpo y de la temperatura del disco. En la figura 6.14 se muestra un ejemplo de órbita circular sobre el plano del disco calculada con el modelo: la misma decae en espiral hacia el centro monotónicamente (este ejemplo corresponde al modelo MCG+00-12-73 pero con condiciones iniciales diferentes a las adoptadas en el capítulo 7) (también se muestra el paso de integración en función del tiempo). En un disco ideal totalmente ‘frío’ (es decir, sólo tiene movimientos circulares y $v_c = \langle v_\phi \rangle$) el cuerpo se estabilizaría en una órbita circular. Un ejemplo de esto se muestra en la figura 6.15, donde se modeló la evolución del cuerpo capturado en un disco de este tipo. Como puede verse, la órbita decae como consecuencia de la fricción dinámica, hasta que $v_s = v_s(R)$. Entonces, por (5.37), la fricción dinámica se anula y la órbita final es circular.

6.3.2. El efecto de la anisotropía en la distribución de velocidades peculiares en el disco.

Como se vio en la sección 6.1, adoptamos para las velocidades peculiares en el modelo definitivo una distribución elipsoidal de dos ejes, calculada bajo la aproximación epicíclica y dada por (??). En el caso de un disco esto constituye una aproximación mejor que asumir una distribución isotrópica. En consecuencia, la expresión para la fuerza de fricción dinámica corresponde a (5.37) en vez de (5.35).

En la figura 6.16 se muestran dos órbitas circulares calculadas para el mismo potencial y con las mismas condiciones iniciales, pero en un caso la distribución de velocidades peculiares es esférica (fig. 6.3) y en el otro es elipsoidal (fig. 6.4); ambos tienen igual σ_R . En el segundo caso la fricción dinámica es, como resulta de (6.11), más eficiente dado que la componente tangencial de v_s^* es menor. Físicamente lo que ocurre es que el tiempo de acción de las fuerzas irregulares es mayor en el segundo caso comparado con el primero.

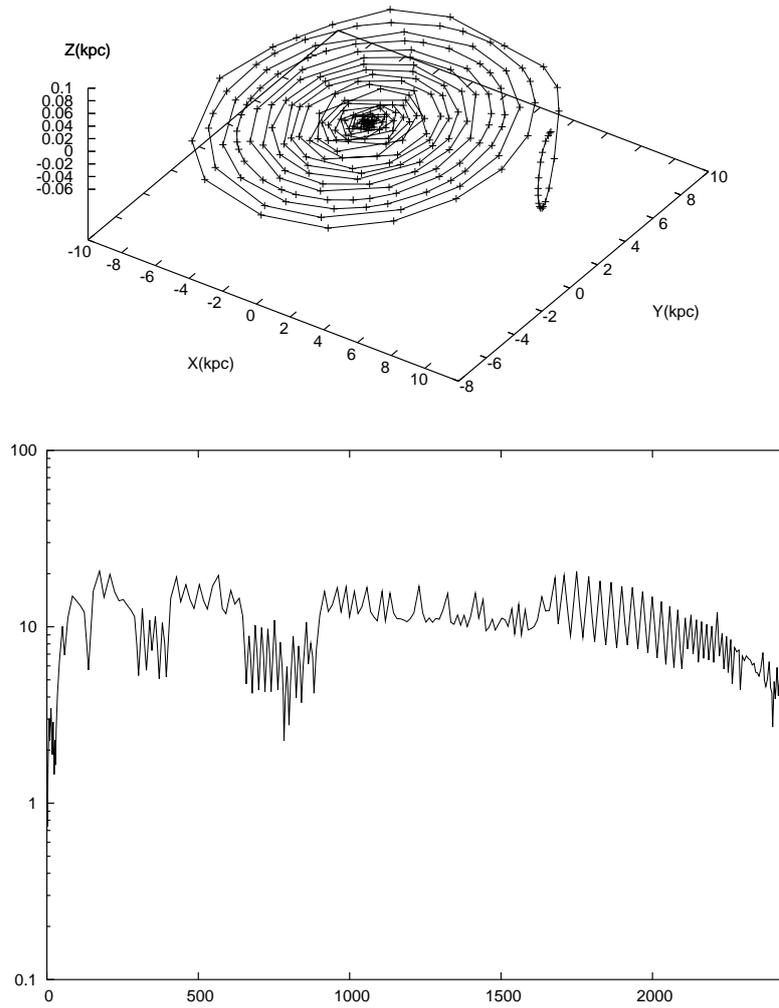


Fig. 6.14: Arriba: decaimiento de la órbita circular de la galaxia capturada provocada por la temperatura del disco. Abajo: paso de integración utilizado en función del tiempo.

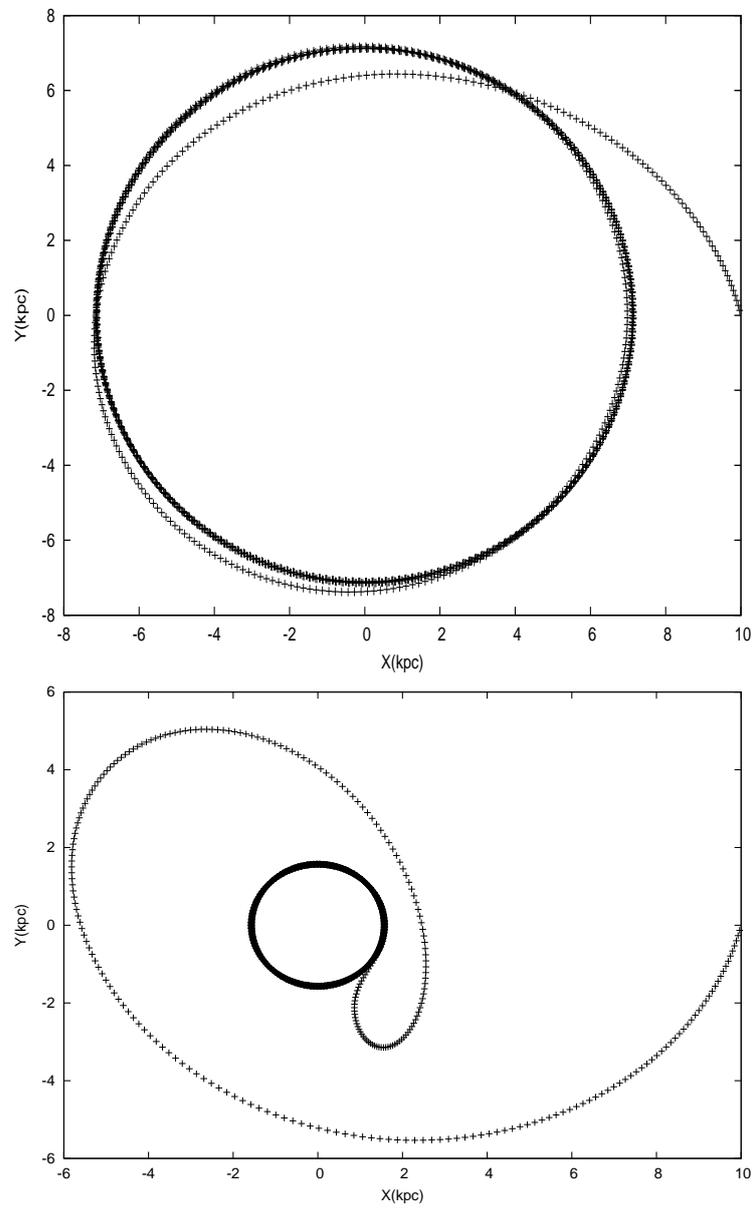


Fig. 6.15: Decaimiento de la órbita de la galaxia capturada en un disco frío. Arriba: órbita directa. Abajo: órbita retrógrada. Nótese cómo la fricción dinámica circulariza la órbita, pero sin decaer hacia el centro.

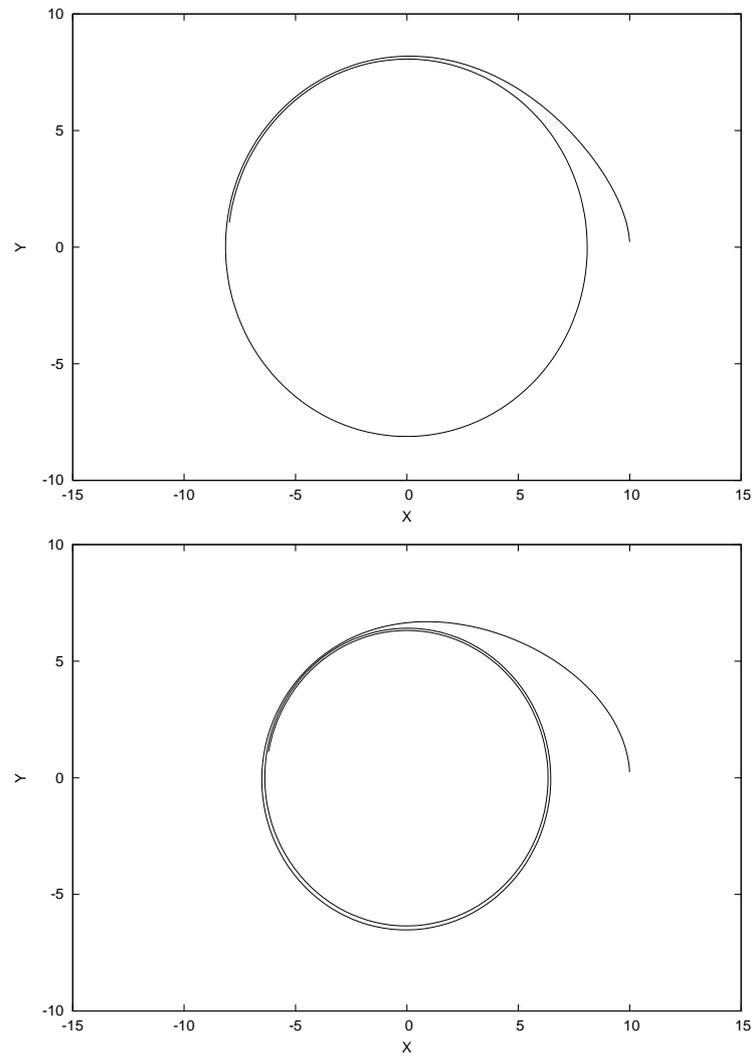


Fig. 6.16: Decaimiento de la órbita de la galaxia capturada en un disco con distribución isotrópica (arriba) y anisotrópica-elipsoidal (abajo) de velocidades peculiares.

6.3.3. El efecto del shock gravitacional.

En la sección anterior se introdujo una manera de calcular el efecto del shock gravitacional sobre la satélite –concretamente su incidencia en la pérdida de masa que la misma experimenta. En este efecto interviene además del shock, el mecanismo de truncamiento por fuerzas de marea. Dependiendo de la configuración inicial del sistema y de su evolución subsecuente, uno u otro será el mecanismo dominante. Para ilustrar este punto y evaluar la importancia relativa de cada uno, se analizaron las alternativas evolutivas de una galaxia satélite con $m_s = 0,09 M_g$, por un lado, y de un cúmulo globular con $m_s = 0,007 M_g$ por otro, para distintas inclinaciones de la órbita inicial.

La galaxia primaria está representada por la superposición un bulbo con $a_1 = 0,4$ y un disco de Miyamoto–Nagai con $a_2 = 5$, $b_2 = 0,5$, siguiendo las prescripciones de las secciones anteriores. La razón bulbo-disco es $B/D \equiv M_b/M_d = 0,3$.

Evolución de la galaxia satélite. La galaxia satélite se representó con una esfera de Plummer (6.14) con $m_s = 0,09 M_g$ y $b_s = 0,4$, de modo que la figura 6.6 representa el sistema galaxia+satélite de este ejemplo. Las figuras 6.17 y 6.18 muestran la trayectoria de la satélite capturada hasta su caída al centro, para una órbita de media y alta inclinación. Las figuras 6.19 y 6.20 muestran la distancia al centro y la masa ligada de la satélite en función del tiempo, para los correspondientes modelos. A partir de éstas, puede investigarse el proceso de pérdida de masa en función de la posición. Los impulsos de energía recibidos por la satélite como consecuencia del shock en función del tiempo, calculados según (6.42); y la evolución temporal del radio de marea y del radio de shock se muestra en las figuras 6.21 y 6.22. Aquí puede apreciarse la importancia relativa de los mecanismos de truncamiento de marea y de calentamiento por shock. En este caso, r_K lleva la delantera y es siempre menor que r_{sh} , y el truncamiento por fuerzas de marea es el mecanismo dominante en la pérdida de masa. El shock recién es dominante cerca del bulbo, donde el gradiente del potencial es considerablemente mayor.

Evolución del cúmulo globular. Las figuras 6.23 a 6.28 muestran la evolución del cúmulo globular, en la misma secuencia y para el mismo tipo de órbitas que el ejemplo anterior. En este caso la situación resulta diferente, ya que como puede verse las fuerzas de marea pasan a segundo plano, siendo el truncamiento por shock el mecanismo dominante. Si bien inicialmente es $r_K < r_{sh}$, la evolución subsiguiente muestra que los repetidos shocks que sufre el cúmulo, cada vez que atraviesa el disco (e.g. fig 6.28) son responsables de la gradual pérdida de masa (en el caso de la órbita de inclinación media (figs. 6.27 y 6.25) puede verse además el shock final de bulbo en $t=1600$, el cual casi llega a destruir el cúmulo). La fricción dinámica es en cambio casi despreciable y el cúmulo globular orbita la galaxia un largo tiempo.

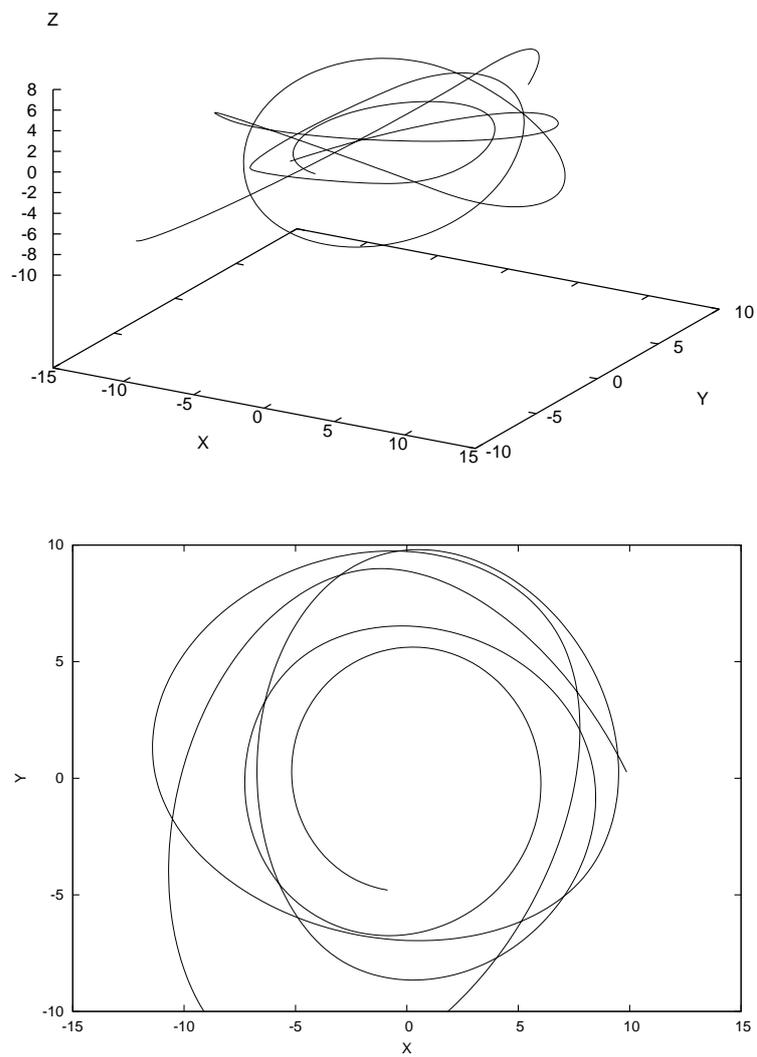


Fig. 6.17: Órbita de la satélite con inclinación media. Vista en tres dimensiones (arriba) y sobre el plano xy (abajo).

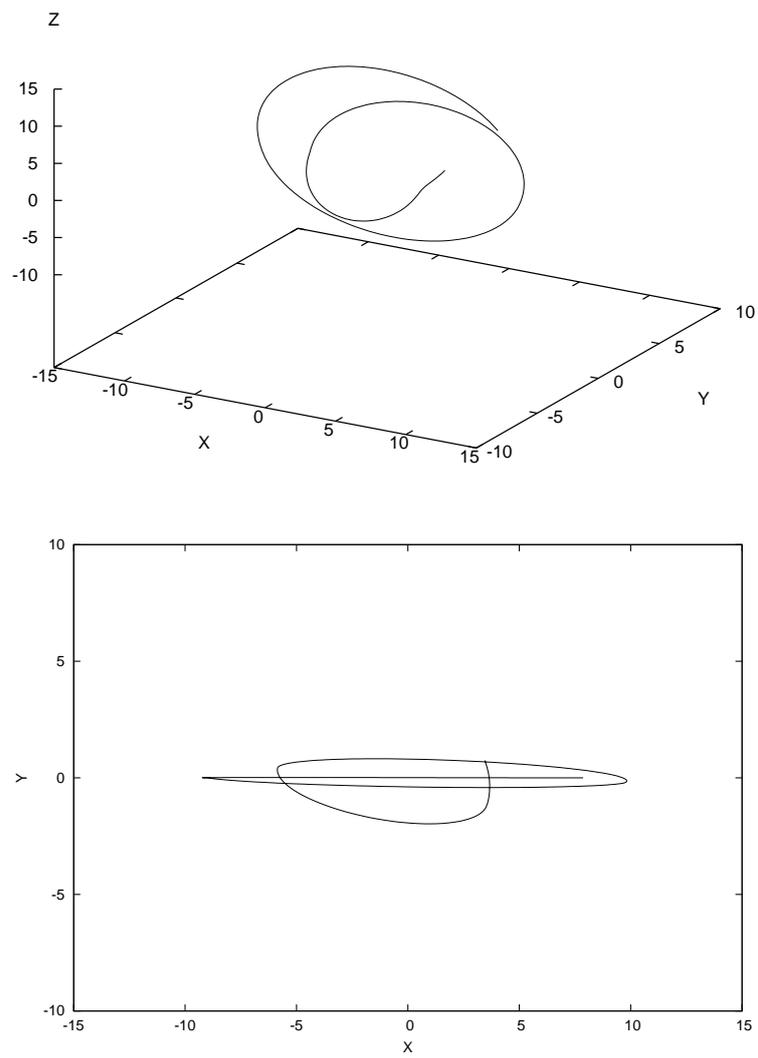


Fig. 6.18: Órbita polar de la satélite. Vista en tres dimensiones (arriba) y sobre el plano xy (abajo).

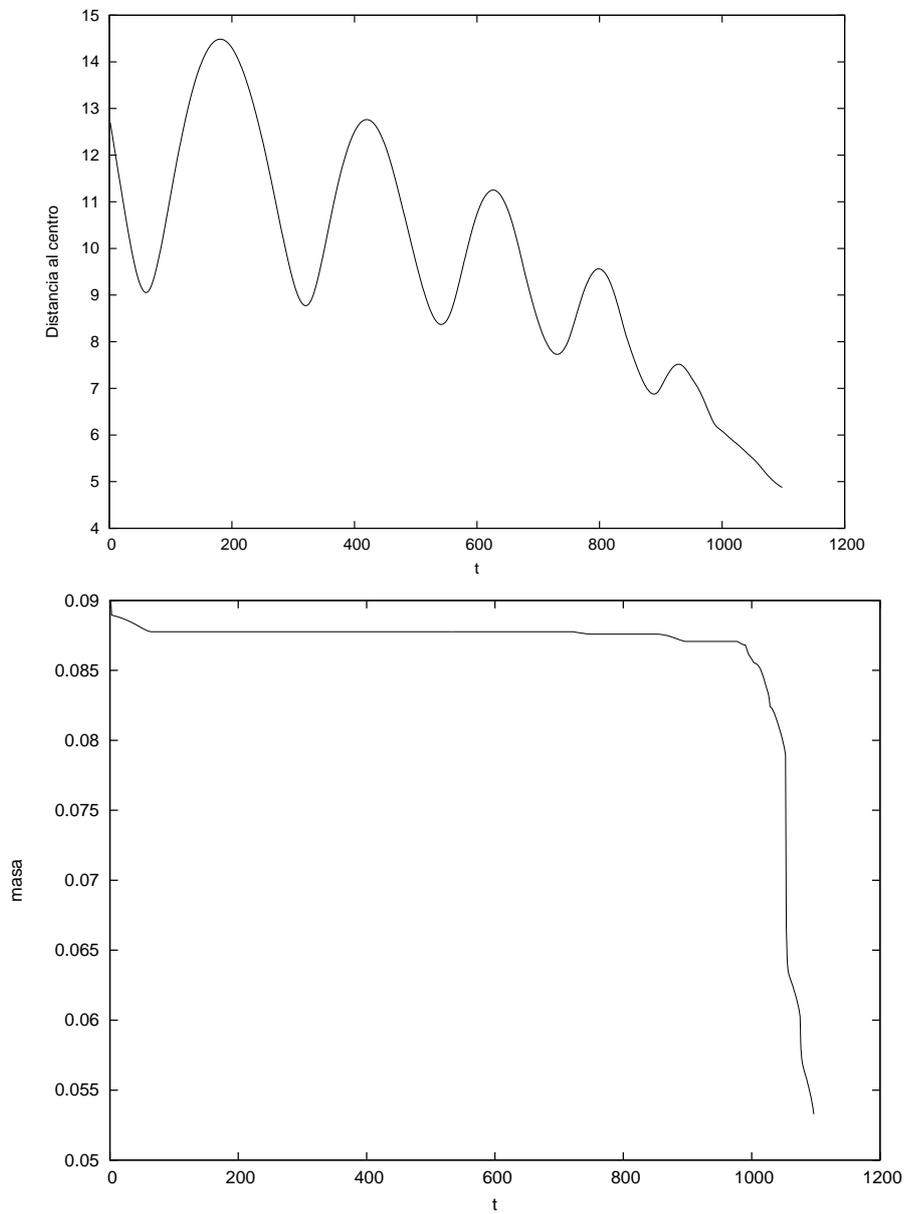


Fig. 6.19: Distancia al centro (arriba) y masa ligada de la satélite (abajo) en función del tiempo, para la órbita con inclinación inicial de 45° .

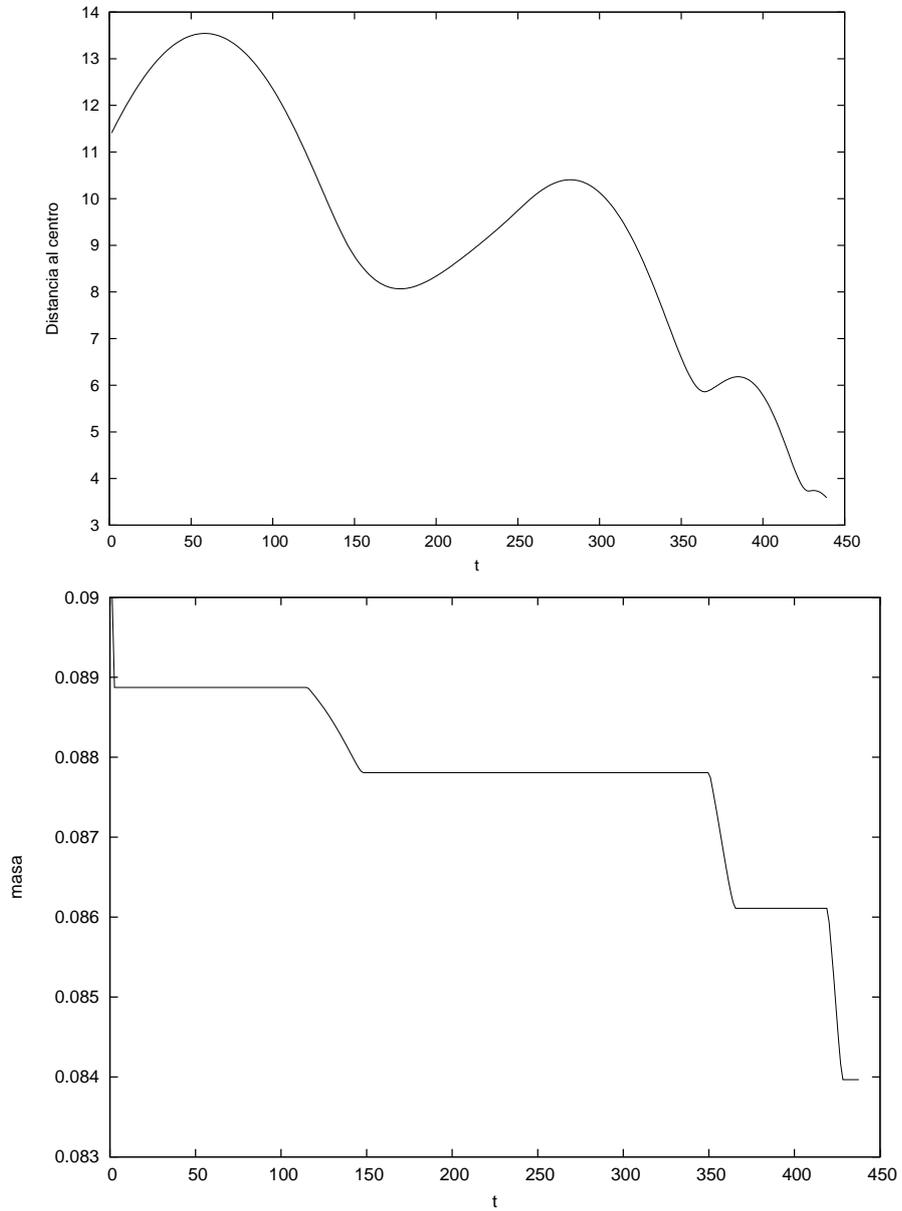


Fig. 6.20: Distancia al centro (arriba) y masa ligada de la satélite (abajo) en función del tiempo, para la órbita con inclinación inicial de 90° .

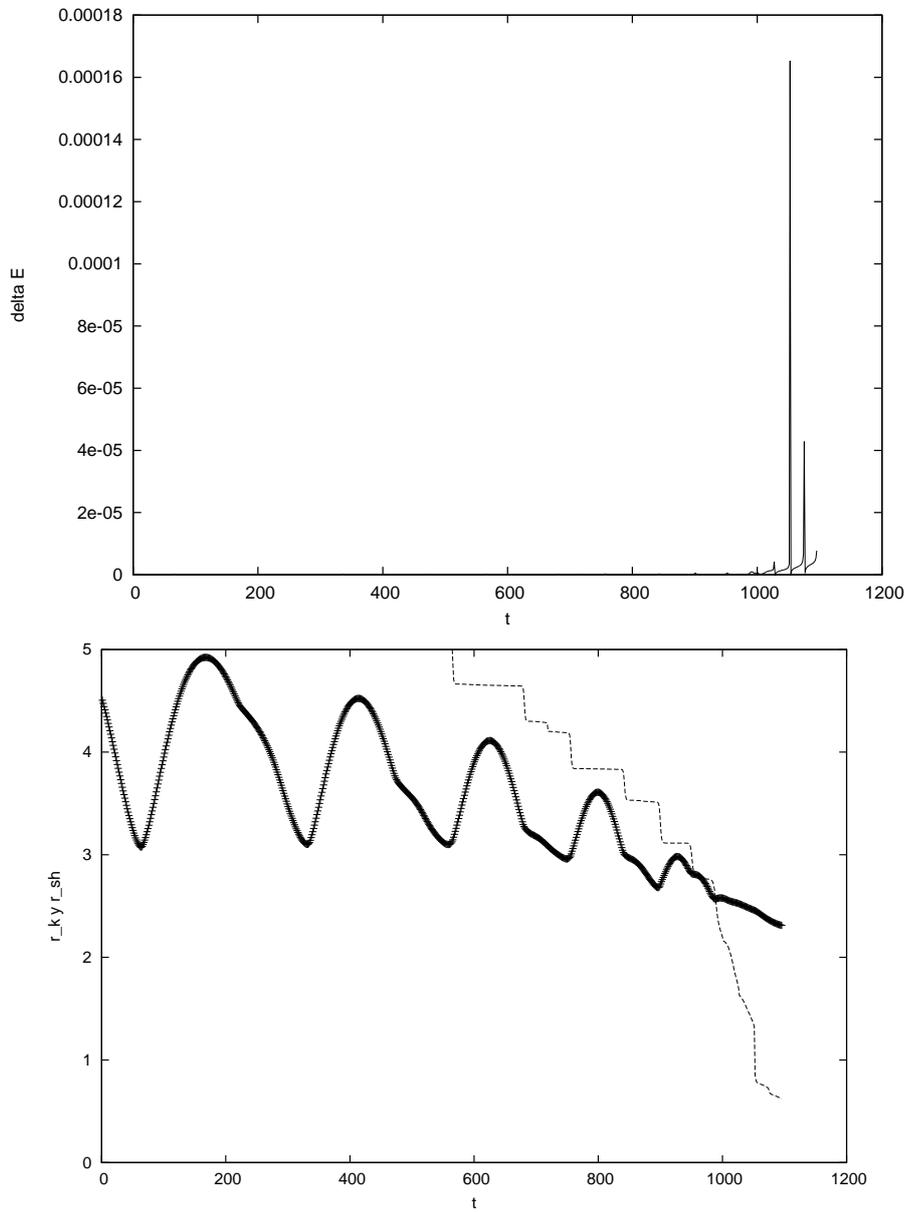


Fig. 6.21: Radio límite (arriba) y razón entre el r_{sh} y r_k (abajo) para la órbita de inclinación media.

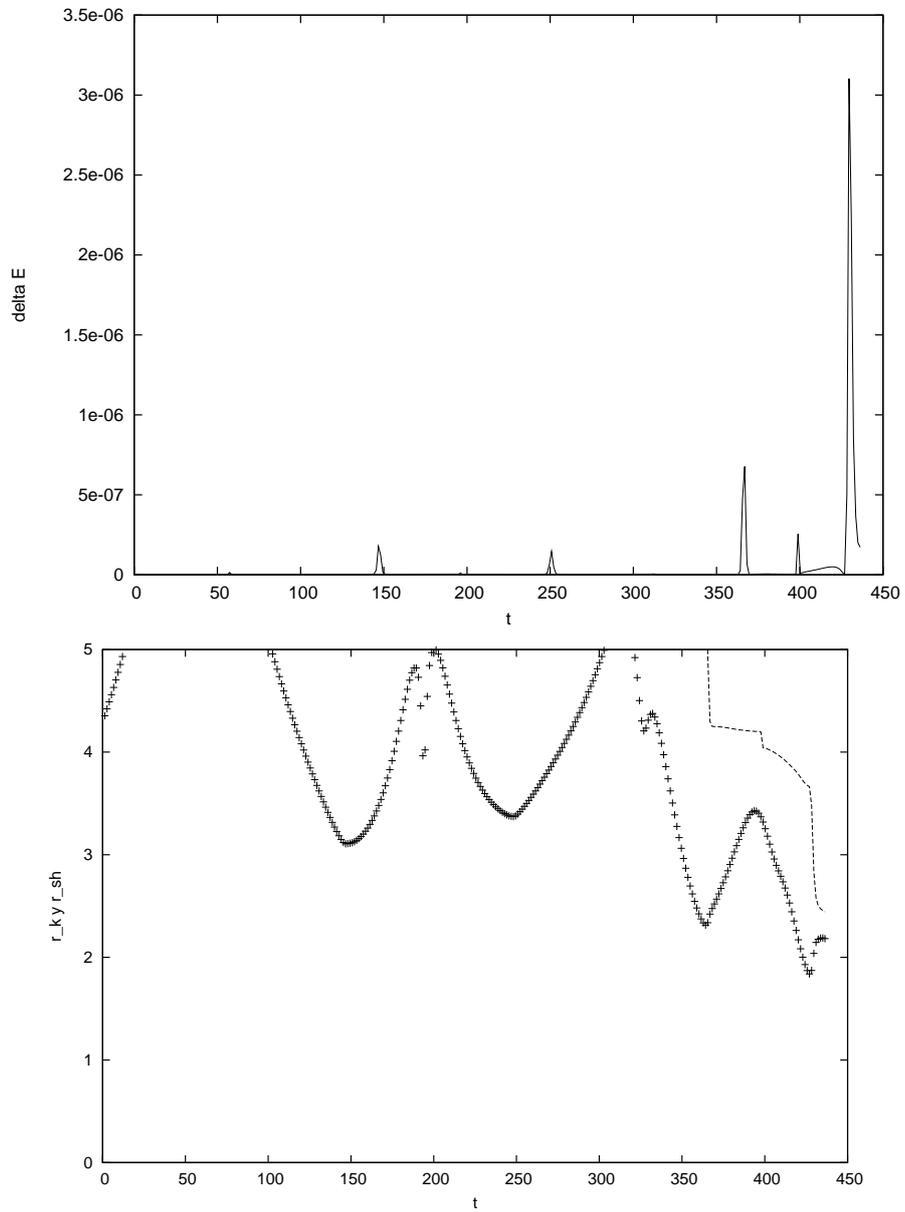


Fig. 6.22: Radio límite (arriba) y razón entre el r_{sh} y r_k (abajo) para la órbita polar.

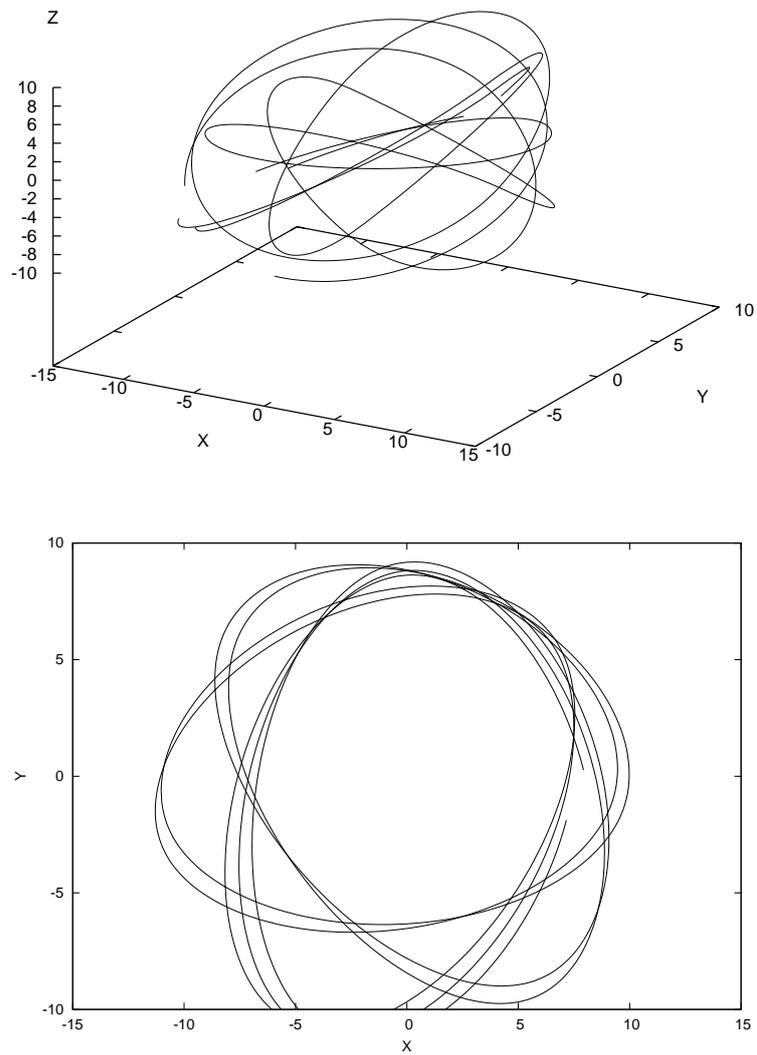


Fig. 6.23: Órbita del cúmulo globular con inclinación media. Vista en tres dimensiones (arriba) y sobre el plano xy (abajo).

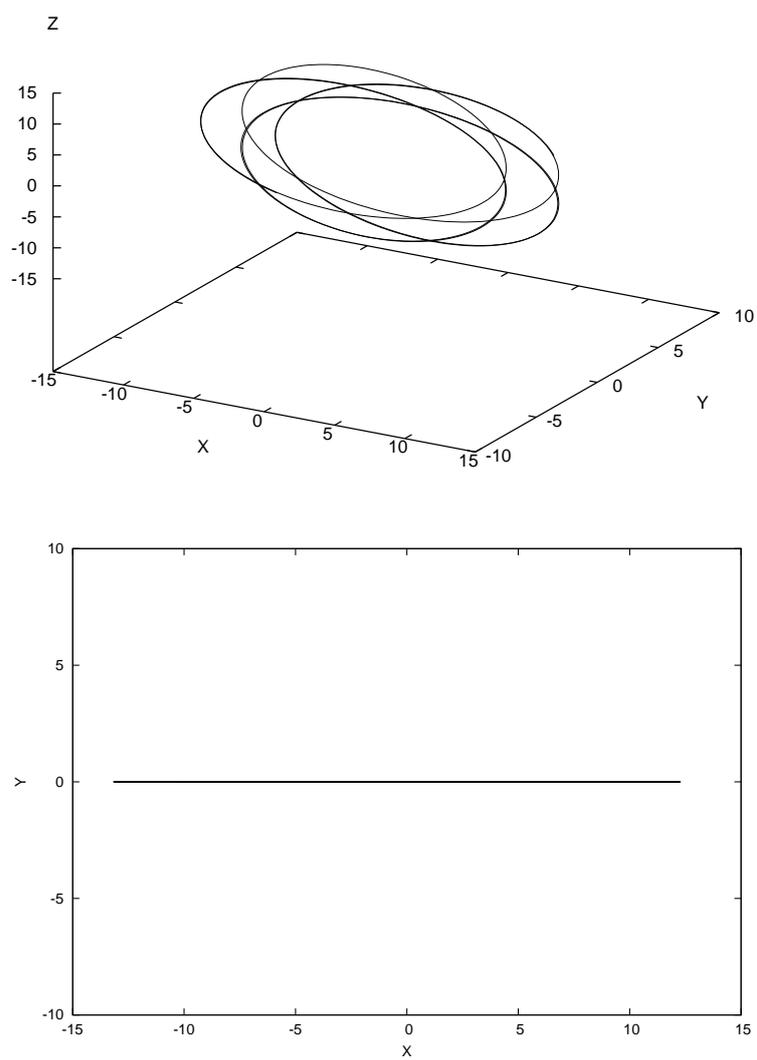


Fig. 6.24: Órbita polar del cúmulo globular. Vista en tres dimensiones (arriba) y sobre el plano xy (abajo).

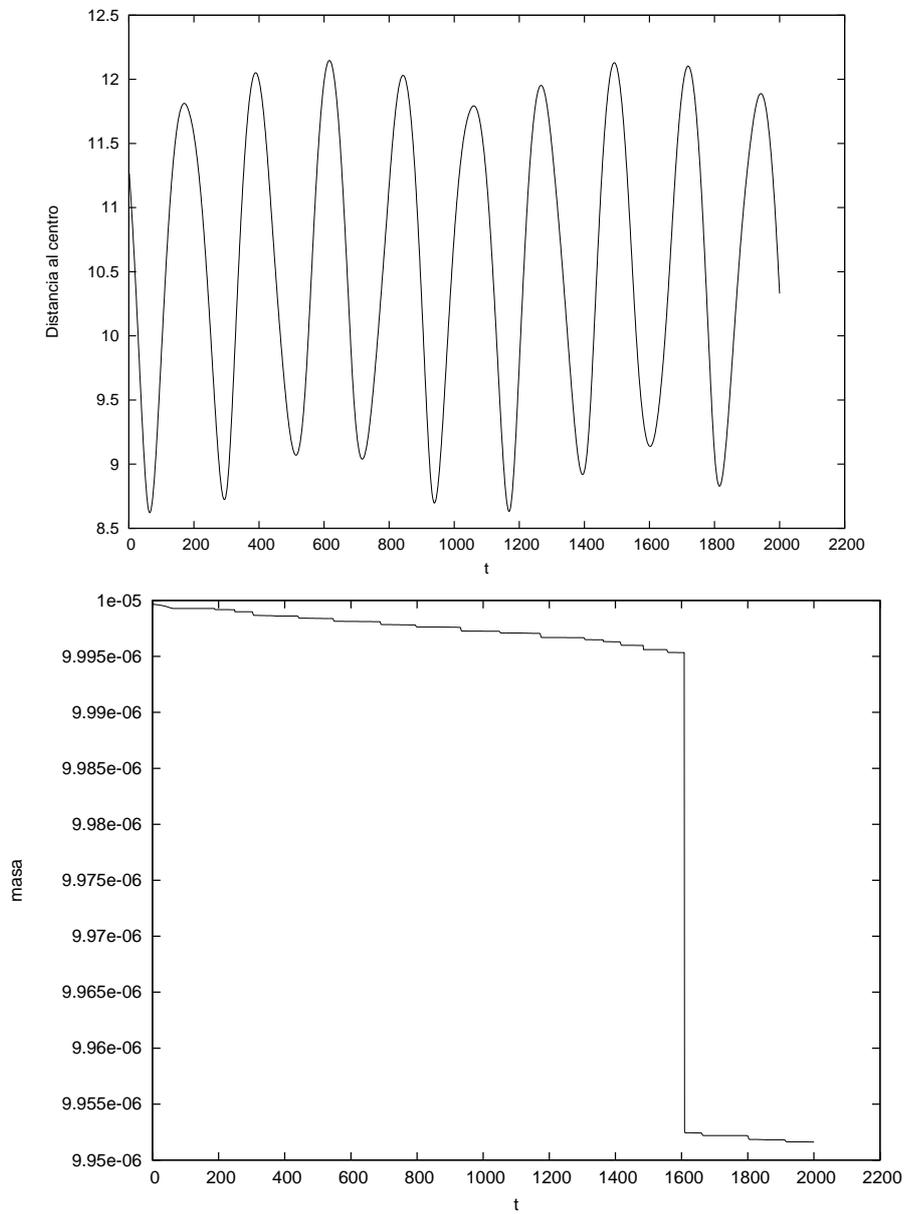


Fig. 6.25: Distancia al centro (arriba) y masa ligada de la satélite (abajo) en función del tiempo, para la órbita con inclinación inicial de 45° .

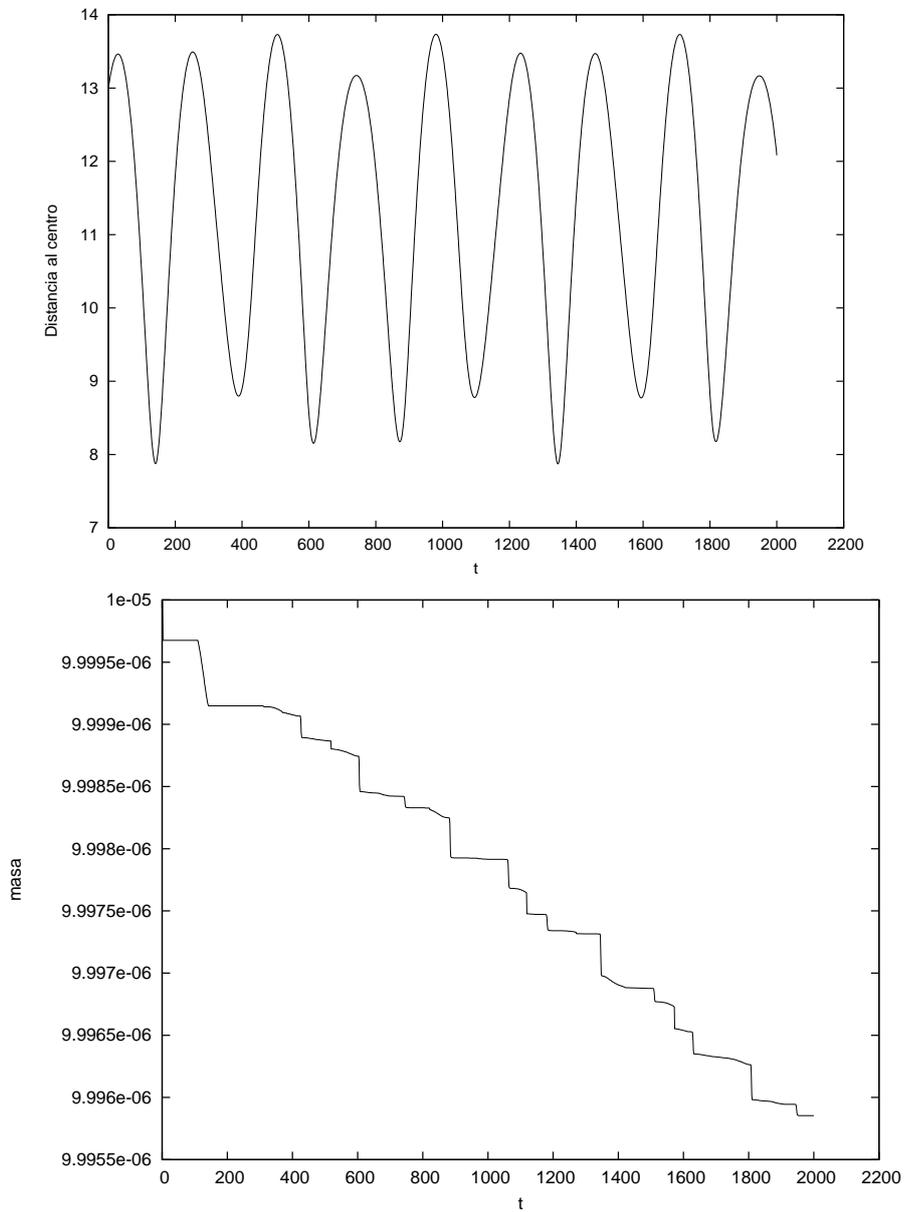


Fig. 6.26: Distancia al centro (arriba) y masa ligada de la satélite (abajo) en función del tiempo, para la órbita inicialmente polar.

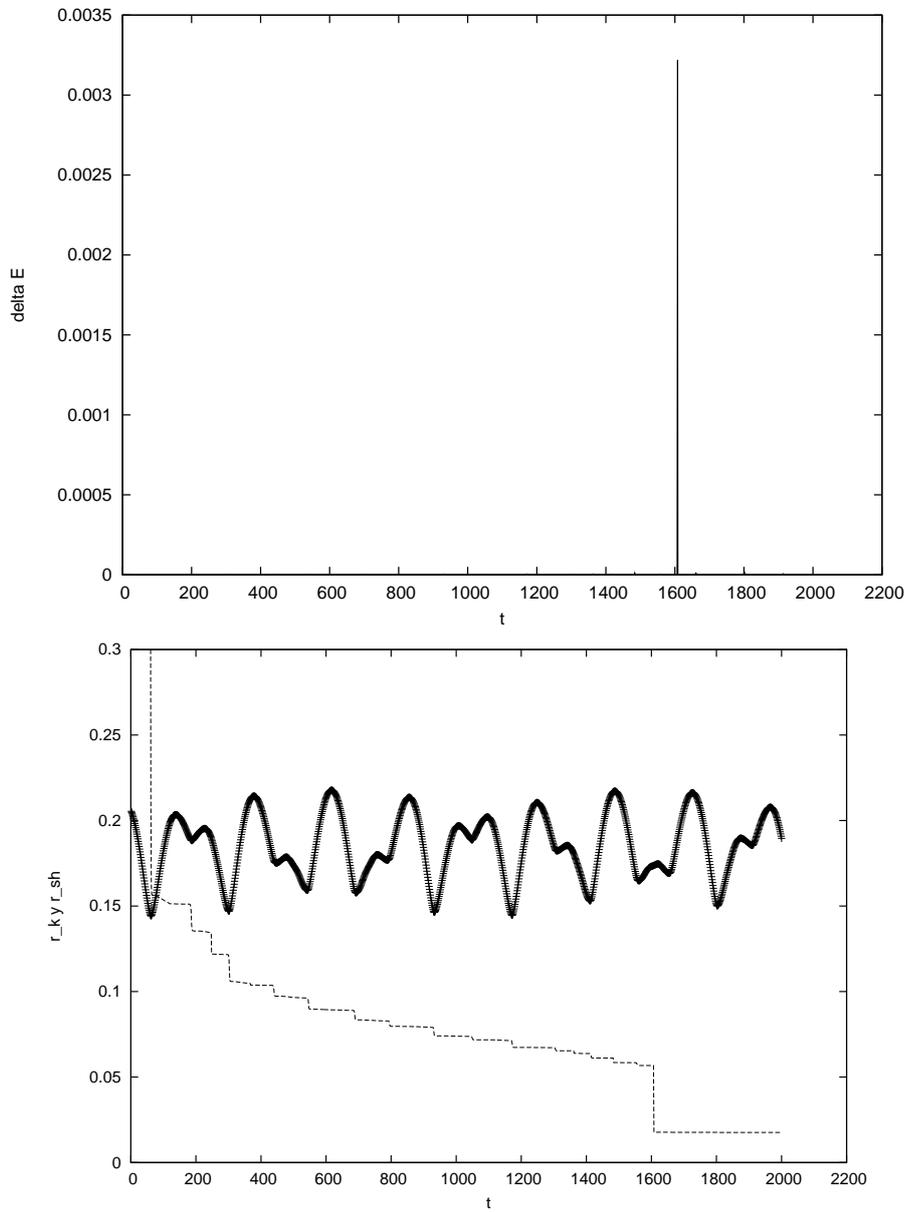


Fig. 6.27: Radio límite (arriba) y razón entre el r_{sh} y r_k (abajo) para la órbita de inclinación media.

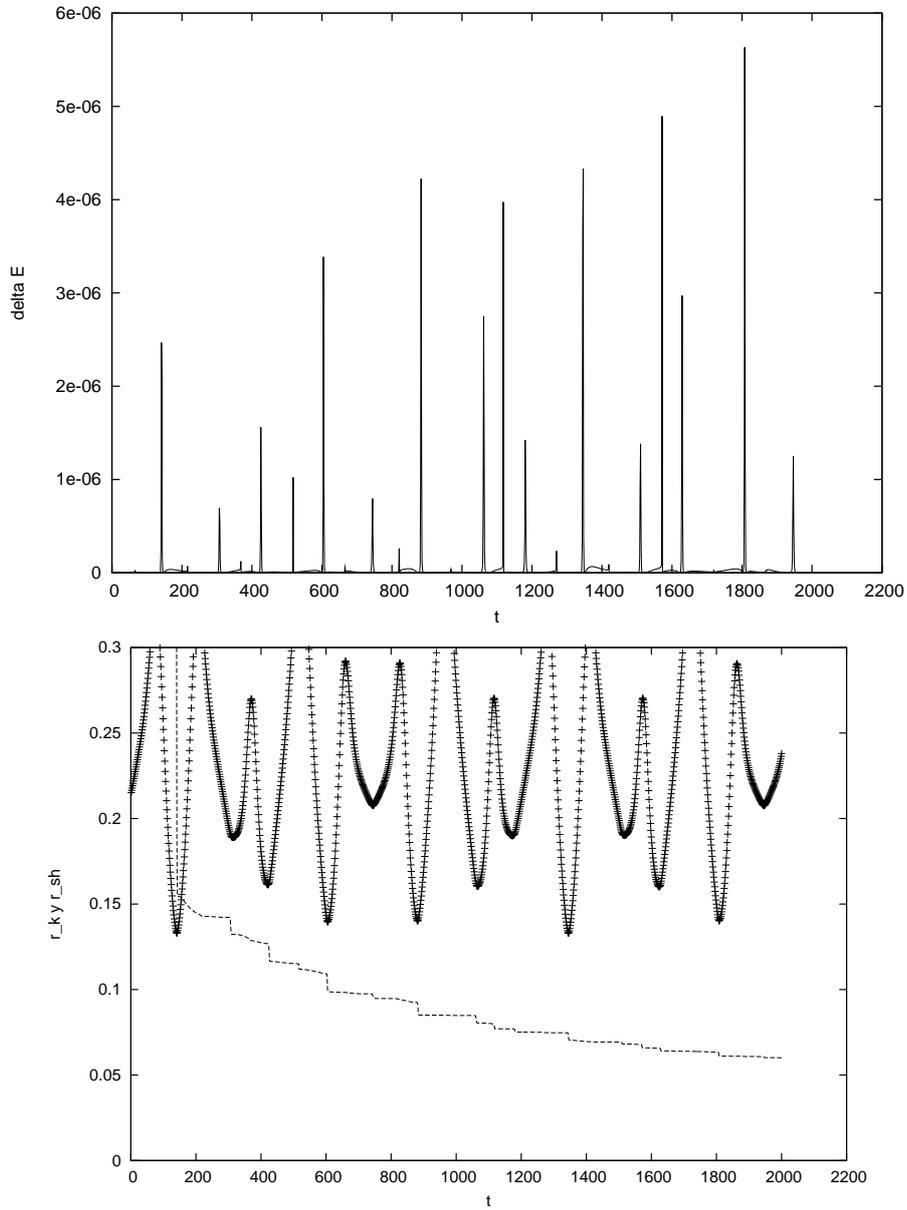


Fig. 6.28: Radio límite (arriba) y razón entre el r_{sh} y r_k (abajo) para la órbita polar.

6.4. Comparación con trabajos anteriores.

Existe a la fecha una gran cantidad de resultados de investigaciones con métodos numéricos del problema de captura de galaxias satélites, en particular simulaciones del tipo N-cuerpos. Asimismo la variedad en cuanto a escenarios y técnicas es enorme, lo que hace que la comparación de experimentos diferentes sea una tarea no trivial.

Como mencionamos más arriba, la adecuación de los métodos semianalíticos para tratar el problema de captura de galaxias satélites –así como sus limitaciones– ya ha sido establecida en varios trabajos, en particular Taylor & Babul (2001); Peñarrubia (2003); Peñarrubia & Benson (2005). En esta sección compararemos resultados de nuestros modelos semianalíticos con otros ya establecidos para situaciones físicas similares.

Un punto crítico –y de central importancia en esta tesis– es la cuestión misma de la supervivencia del núcleo o remanente de la galaxia capturada, que es lo que eventualmente constituye el núcleo secundario de todo el sistema. Justamente uno de los objetivos del estudio teórico es investigar las condiciones para la supervivencia.

Empleando simulaciones de N-cuerpos, Walker, Mihos, & Hernquist (1996, WMH96 de aquí en adelante) investigaron la caída de una galaxia satélite hacia el centro de una galaxia discoidal. La razón inicial de masas entre la satélite y el disco es 1:10. La órbita inicial es directa y con una inclinación de 30° respecto del plano del disco. La simulación emplea 500.000 partículas; el disco es exponencial con longitud de escala 3.5 kpc y el satélite responde a un perfil de Dehnen con longitud característica de 525 pc. Como resultado, la órbita decae al plano del disco luego de unos pocos (6) pasajes a través del mismo. A partir de $R \sim 5$ kpc la órbita es una espiral sobre el plano del disco. La satélite alcanza el centro al cabo de $\sim 1 \times 10^9$ años, conteniendo un 45 % de la masa inicial: “(...) el núcleo de la satélite llega como una condensación distintiva en el centro galáctico” (WMH96, p.129)

Con el objetivo de verificar si se llega al mismo resultado con los métodos semianalíticos, construimos en base a nuestros modelos, experimentos que reproduzcan las condiciones de WMH96². Además, investigamos lo que ocurre al variar la masa inicial y el parámetro de escala de la satélite –estos dos parámetros son, como se verá, determinantes de la supervivencia o destrucción de la satélite.

La figura 6.29 muestra los resultados para uno de los modelos. La razón es 1:10 y el parámetro de escala de la satélite es $b_s=700$ pc (modelo “SA1W700”). La órbita es inicialmente inclinada 30° respecto del plano del disco. Los parámetros de este último son $a=5.0$ kpc y $b=700$ pc. Como puede verse, la órbita se vuelve coplanar con el disco al cabo de unos ocho pasajes y la satélite alcanza el centro al cabo de $t \equiv t_{sink} = 0,9 \times 10^9$ años, con un 77 % de la masa inicial. Estos resultados son comparables a los de WMH96; recuérdese que nuestros satélites responden a un perfil de Plummer, el cual es más concentrado que el de Dehnen, empleado por los citados autores. Para una satélite con la misma relación de masas, pero menor concentración ($b_s=1000$ pc, modelo “SA1W1000”) la pérdida de masa es mayor: bajo las mismas condiciones iniciales, llega al centro con un 45 % de la masa inicial. Es de esperar lógicamente que para una misma razón de masas, un mismo disco e iguales condiciones iniciales exista un valor crítico de concentración de la satélite, por debajo del cual esta última es siempre destruida. La figura 6.30 muestra la evolución de una satélite con $b_s=2.0$ kpc (modelo “SA1W2000”). Como resultado, ésta es rápidamente destruida (en $t \sim 3 \times 10^8$ años) en $R \approx 5$ kpc, es decir mucho antes de alcanzar el centro. Aquí los shocks de disco son los que provocan los episodios finales de pérdida de masa.

² Si bien las expresiones analíticas para las distribuciones de masa no son las mismas, es posible reproducir la distribución de manera igualmente satisfactoria con un modelo particular u otro. Por ejemplo, la relación entre la longitudes de escala R_d de un disco exponencial y a_{MN} del disco de Miyamoto-Nagai es $R_d = \sqrt{2}a_{MN}$.

Se investigó también de qué manera influye la variación de otros parámetros, como por ejemplo la razón la razón de masas, y la razón bulbo/disco en la primaria; de todas maneras, es el disco el principal responsable de la evolución dinámica de la satélite (WMH96). En la tabla 6.2

Tab. 6.2: Modelos para comparación con WHM96.

Modelo	$m_{s,0}/M_d$	$b_s(\text{kpc})$	$m_s/m_{s,0}$	$t_{\text{sink}}(10^9 \text{ años})$	$R_{\text{final}}(\text{kpc})$	$t_{\text{destr}}(10^9 \text{ años})$
WMH96	0.1	0.53	0.46	1.0	0	–
SA1W700	0.1	0.7	0.77	0.89	0	–
SA1W1000	0.1	1.0	0.45	1.8	0	–
SA1W2000	0.1	2.0	<0.03	–	5	0.3
SAB1W700	0.1	0.7	0.68	1.2	0	–
SA2W450	0.2	0.45	0.70	2.7	0	–
SA2W900	0.2	0.9	0.65	5.1	0	–
SA2W3000	0.2	3.0	<0.01	–	10	0.9

El problema de la destrucción de satélites capturadas ha sido extensamente investigado con métodos numéricos en diversos contextos. En particular, Helmi & White (1999) estudiaron este problema en relación a la formación del halo estelar de la Galaxia a partir del material estelar arrancado a satélites capturadas. Para ello representan a la Galaxia mediante un potencial rígido fijo y la satélite con un conjunto de 10^5 partículas. El modelo que emplean para el disco es el de Miyamoto-Nagai (6.6), y para la distribución inicial de masa de la satélite el de Plummer (6.14); estas son las mismas distribuciones que hemos empleado en nuestros modelos para esas mismas componentes, por lo que resulta relativamente sencillo reproducir las mismas condiciones y verificar si se obtienen resultados compatibles en cuanto a la evolución de la satélite.

Los satélites considerados por H99 poseen un rango de masas $m_s = 10^7 - 10^9 M_\odot$ y parámetro de escala $b_s = 0,53 - 3,0 \text{ kpc}$. La masa del disco de la galaxia huésped es de 10^{11} . Los satélites son poco masivos o poco concentrados (o ambas cosas) y por lo tanto muy propensos a la desintegración durante la interacción, que es lo que en definitiva se necesita para obtener material con el que constituir el halo estelar de la Galaxia. En palabras de los propios autores: “*Al orbitar la Galaxia, la satélite pierde toda su masa. Tal como es de esperar, los efectos más dramáticos tienen lugar durante los pasajes por el pericentro. Las satélites no sobreviven mucho tiempo (...), para cualquier satélite de densidad relativamente baja en una órbita que se adentra profundamente en la Galaxia con un período de 10^9 años o menos, la desintegración misma ocupa una parte relativamente pequeña el tiempo de evolución[unos $10-15 \times 10^9$ años]*” (H99, p.497).

Con el objetivo entonces de verificar este resultado con los modelos semianalíticos, simulamos la evolución de una satélite en el potencial de la galaxia huésped con el mismo rango de parámetros explorado por H99. La figura 6.31 muestra el resultado para el satélite más masivo y concentrado del espectro de H99 ($m_s = 10^9 M_\odot$ y $b_s = 530 \text{ pc}$), en una órbita inicial inclinada y de baja excentricidad. Elegimos este escenario adrede ya que es el menos favorable para la destrucción de la satélite. No obstante, como puede verse la satélite es totalmente destruida (la masa del remanente es inferior al 1 % de la inicial), tras sufrir varios shocks de disco y antes de llegar a 10 kpc del centro.

Por lo tanto, satélites con órbitas más excéntricas serán destruidas más rápidamente, en concordancia con los resultados de H99. Lo mismo vale y con mayor fuerza para satélites menos masivas

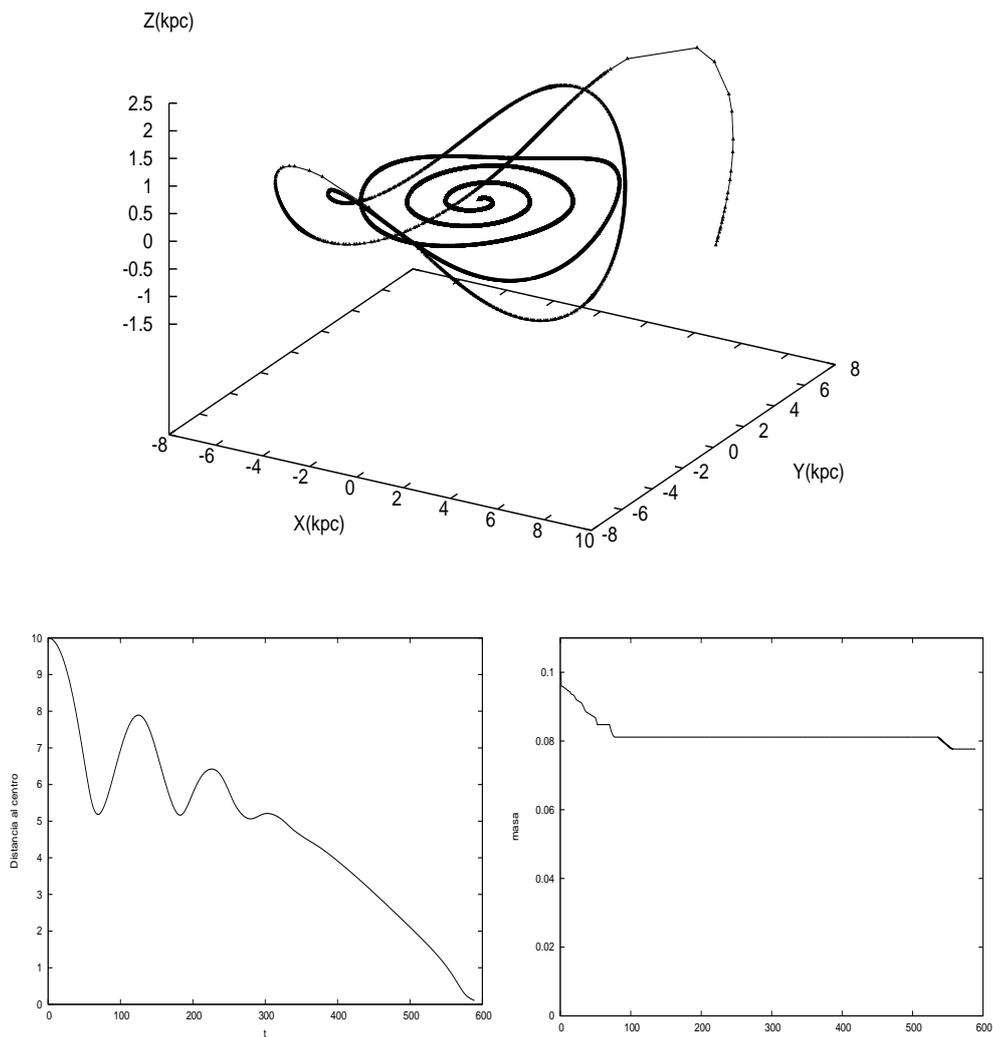


Fig. 6.29: Emulación del modelo de WMH96 (ver texto principal). Arriba: órbita de la satélite con $b_s=700pc$. Abajo, izquierda: distancia al centro vs. tiempo en unidades del modelo. Abajo, derecha: masa ligada de la satélite vs. tiempo en unidades del modelo

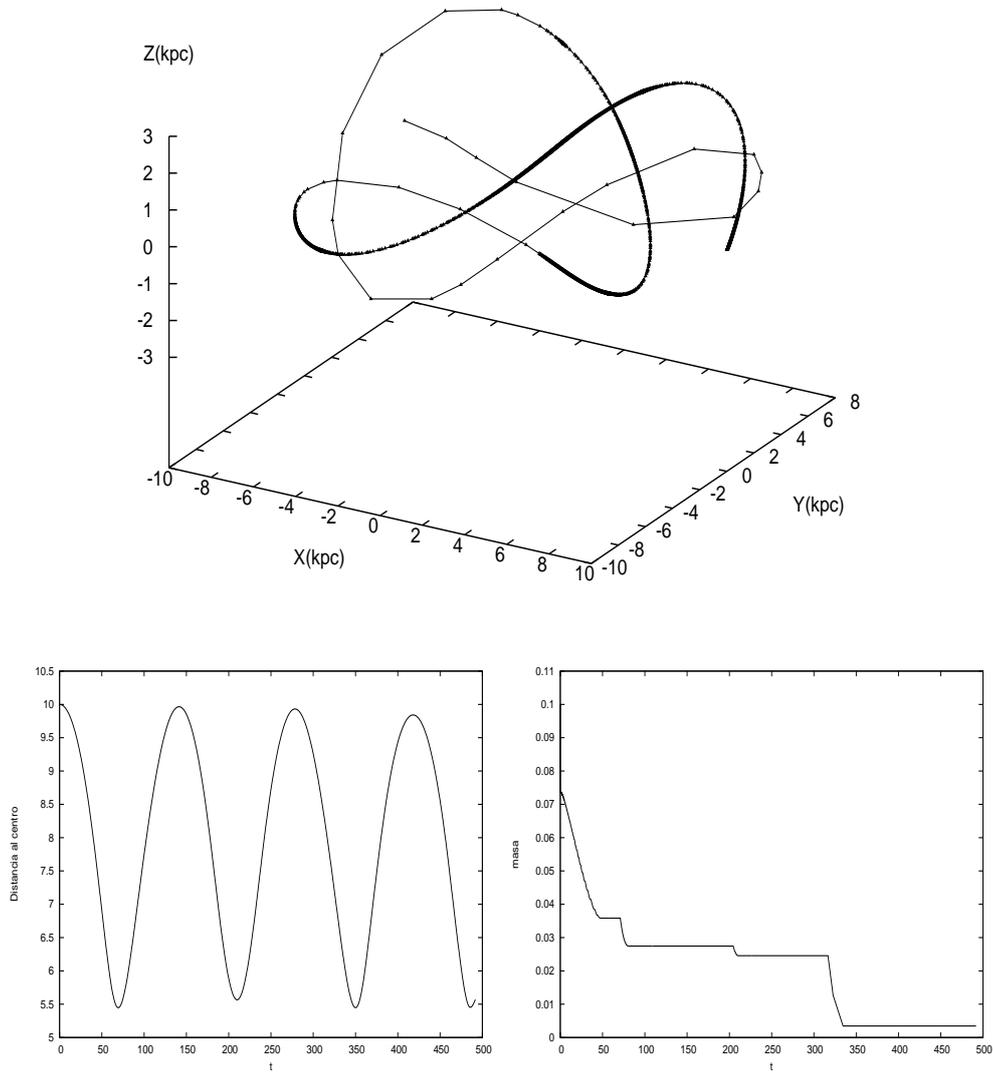


Fig. 6.30: Igual que la figura 6.29, pero para una satélite con $b_s=2.0$ kpc.

y/o menos concentradas. Un ejemplo se muestra en la figura 6.32. que corresponde a los resultados con nuestro modelo para una la misma satélite ($m_s = 10^9 M_\odot$ y $b_s = 530 pc$) pero en una órbita con 5 kpc de distancia pericéntrica. La satélite pierde el 50 % de su masa en el primer pasaje por el pericentro, y al cabo de otros pocos es destruida. Otro ejemplo, ahora con una satélite menos densa ($m_s = 10^9 M_\odot$ y $b_s = 900 pc$) del conjunto de H99, se muestra en la figura 6.33. Aquí la satélite es destruida en el segundo pasaje.

Mediante la comparación con resultados de simulaciones con partículas, hemos comprobado que nuestros modelos predicen adecuadamente tanto la supervivencia como la destrucción de las satélites capturadas en las situaciones correspondientes. Puede concluirse por lo tanto que los modelos semianalíticos presentados en esta tesis reproducen correctamente la evolución dinámica de galaxias satélites en discos de galaxias espirales, donde la razón de masas es del orden de 1/10 o menor.

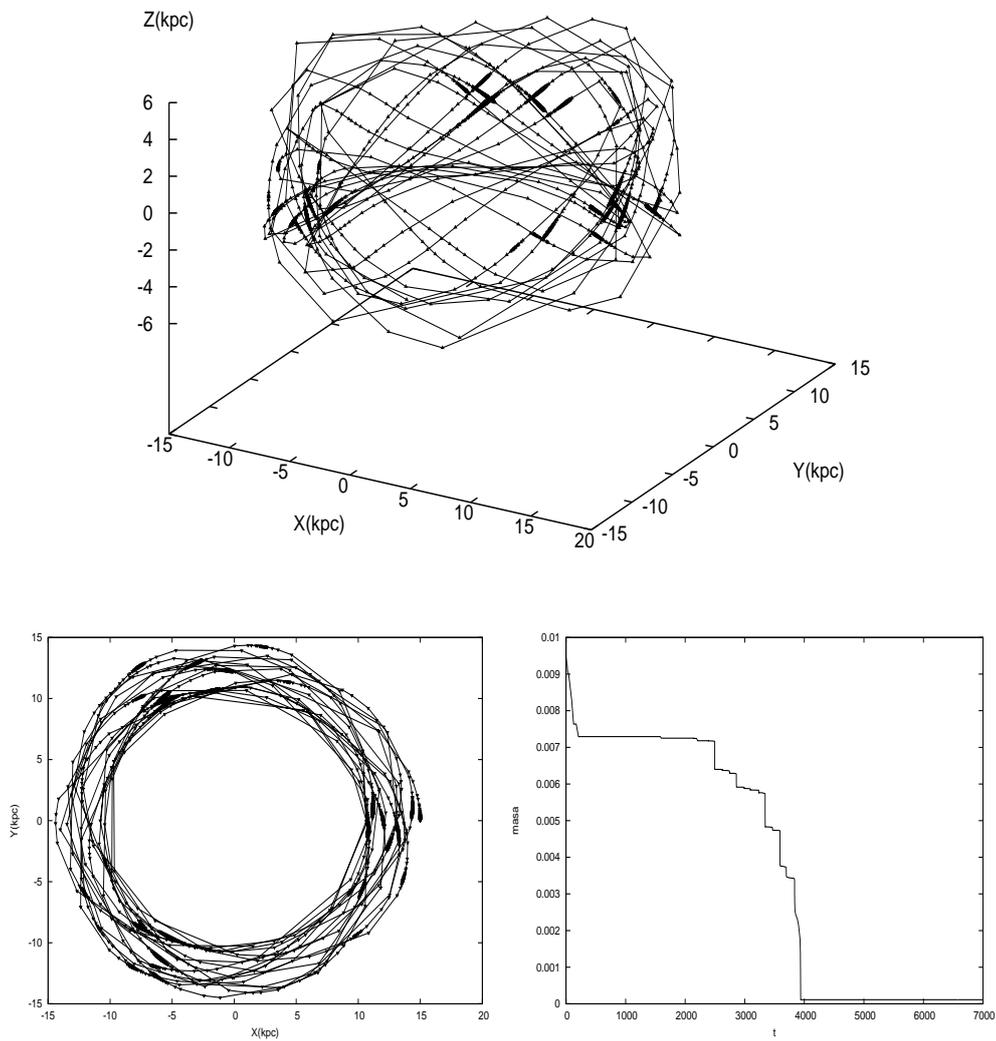


Fig. 6.31: Emulación del modelo de H99 (ver texto principal). Arriba: órbita de la satélite con $b_s=530$ pc. Abajo, izquierda: vista superior de la órbita. Abajo, derecha: masa ligada de la satélite vs. tiempo en unidades del modelo

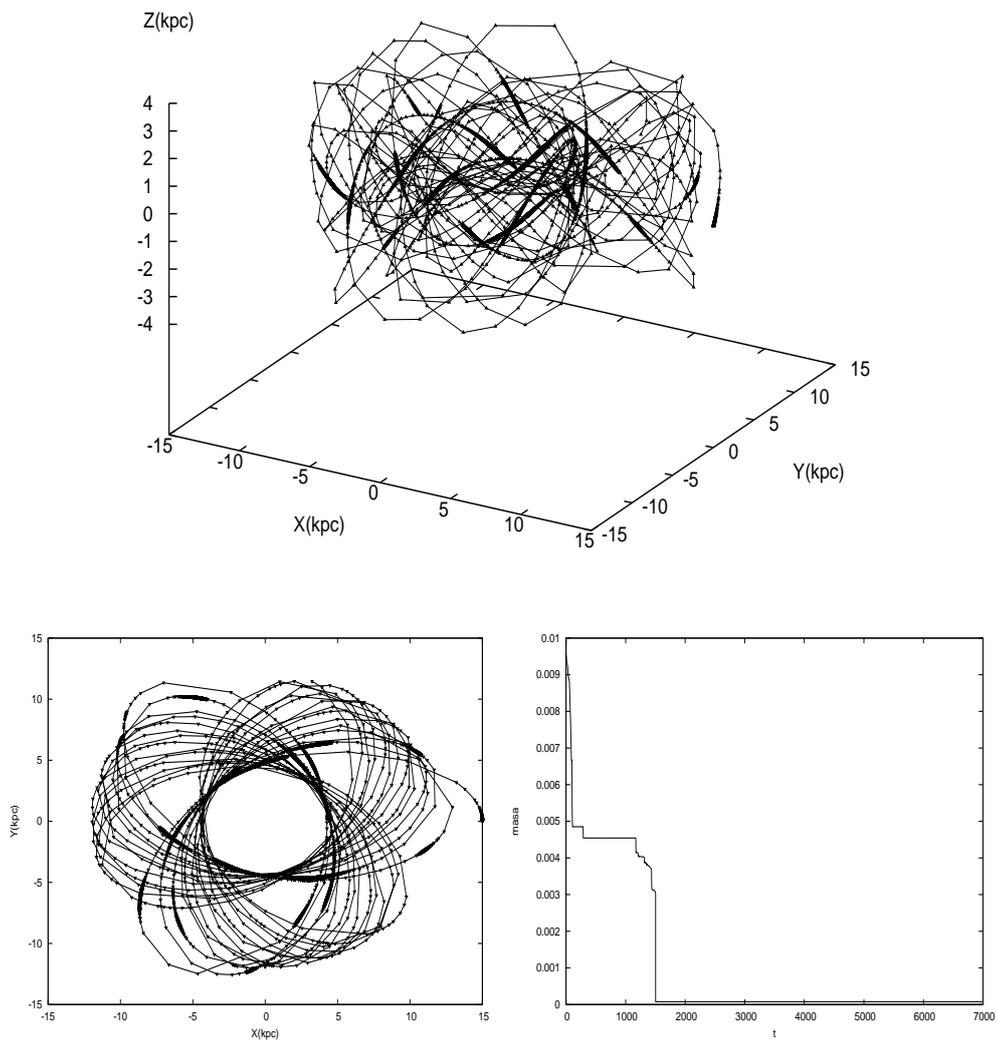


Fig. 6.32: Igual que la figura 6.31, pero para una satélite con órbita excéntrica.

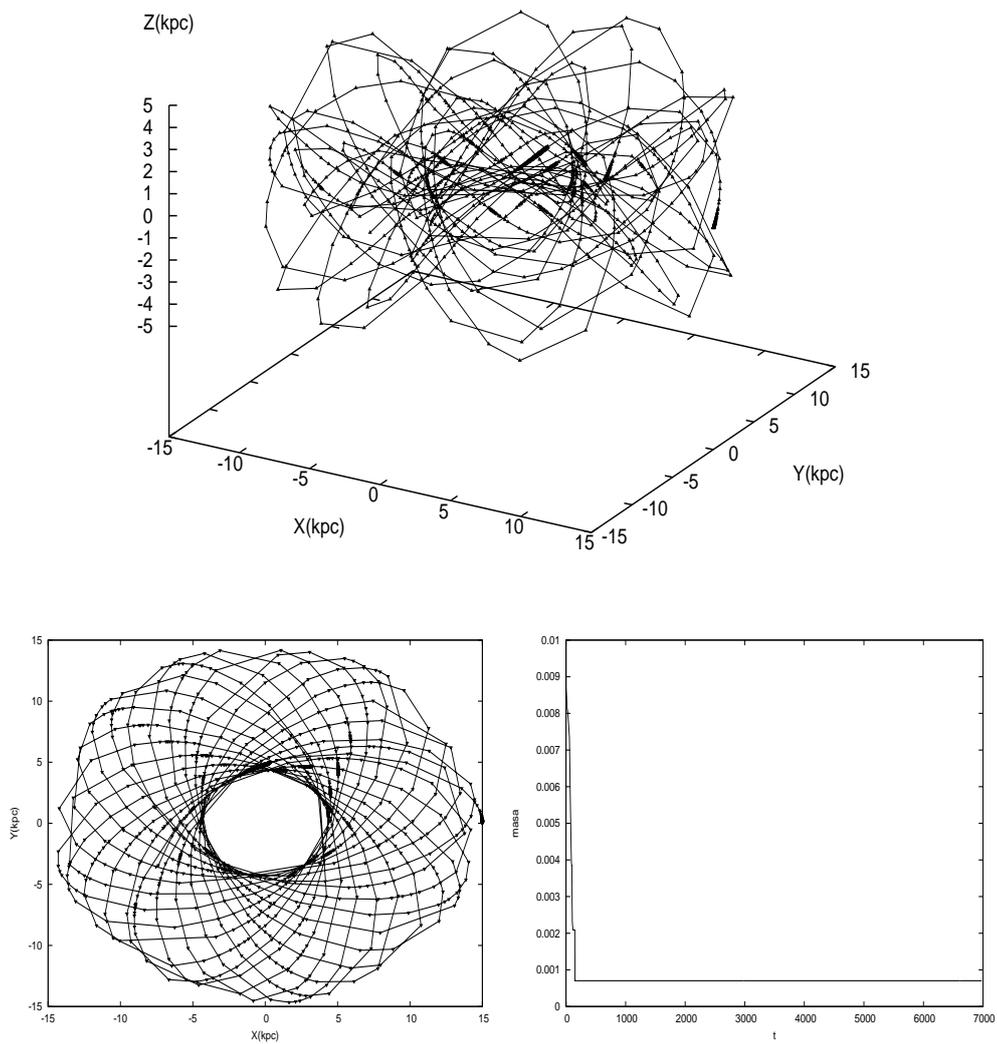


Fig. 6.33: Igual que la figura 6.32, pero para una satélite con $b_s = 900pc$.