00386



## UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA ユ DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CINEMATICA Y DINAMICA DE PARES DE GALAXIAS EN INTERACCION





Universidad Nacional Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

### DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

# PAGINACIÓN DISCONTINUA

Autorize > In Firsecton Ganeral (a Hible luces ou in UNAM a difundit un formato electrónice e indusse el contentita de mil 12 beuge en el mesonal.

MALE ISAURA LUISA ENTES CARPERA OCTUBLE 200

A Julieta, mi Manolita

A Isaura y Enrique, mis papás

¿Qué creías que era vivir? ¿Creérselo todo y echarse a dormir?

Bernardo Atxaga, Memorias de una vaca

Mientra pasa la estrella fugaz acopio en este deseo instantáneo montones de deseos hondos y prioritarios

Mario Benedetti, Hombre que mira al cielo

 $\mathcal{O}$ 



#### GRACIAS

Sin querer parecer dogmática, tras estos años de trabajo de tesis doctoral me queda claro que hacer un Doctorado no es una mera actividad académica, sino una verdadera experiencia de vida. Dicha experiencia requiere del apoyo, la compañía, la solidaridad, la confianza, la complicidad, la mano dura, la mano suave, la paciencia, la experiencia, la amistad y el amor de muchas personas. Sean estas líneas, un agradecimiento profundo a todos aquellos que contribuyeron a que hoy esté aquí precisamente, escribiendo los Agradecimientos de mi Tesis Doctoral.

A Margarita Rosado Solís, excelente maestra, guía y ejemplo. Por la confianza y el apoyo otorgados durante la elaboración de este trabajo de tesis y en mis primeros pasos en el mundo de la investigación astronómica, muchísimas gracias.

A Philippe Amram, por su apoyo y su interés como asesor, maestro y co-tutor de esta Tesis.

A los miembros del Jurado, Vladimir Avila, Deborah Dultzin, Jesús González, Héctor Hernández-Toledo y Marco Martos, por sus observaciones, correcciones y sobre todo por la valiosa interacción y retroalimentación durante el proceso de revisión de esta Tesis.

A Edmundo Moreno e Irene Cruz-González, miembros de mi Comité Tutoral.

Al Instituto de Astronomía de la UNAM y su gente, por todo --básicamente.

A la Coordinación de Posgrado del Instituto de Astronomía.

A Bertha Vázquez, por su paciencia, su tranquilidad, su disposición y la excelente labor que desempeña frente a los tramites urgentes, desesperados y descabellados. Muchas gracias, Bertha.

A los vigilantes nocturnos de este Instituto por su solidaridad y buen humor durante el vampírico final de la redacción de esta Tesis.

A la Sra Lupita y doña Maru por su gentileza maravillosa.

A Eduardo Almendra por su paciente labor de engargolado de la primera versión de esta Tesis ante los varios -y fallidos- intentos de entenderme con la engargoladora.

Al personal de cómputo del IA: Alf, Carmelo, Liliana y Gil, por su ayuda en los momentos de angustia cibernética y desolación computacional.

Al Observatorio de Marsella (Anniel L., Michel M., Jacques B., Christinne, Léo M-D, Silvio, Olivier B., Olivier H., Gabi, Valérie, Philippe B., Jean-Luc G., Francoise, Marie Thérese, Marie Pascai,...) por su hospitalidad y apoyo durante mis varias misiones mediterráneas.

A las amigas que los azares de esta etapa de la vida me permitieron topar y a las que siguen, siguen y siguen, y seguirán a mi lado: Martha, Anahi, Tannia, Susana H., Vicky O., Bárbara, Julieta H-dez

A Mario Rodríguez y Guillermo Manjarrez, dignos co-habitantes del cubículo 19, por compartir esta aventura de hacer astronomía todos los días, por su solidaridad y apoyo durante la fase final de este trabajo.

A Olivia Garrido, por compartirme su oficina marsellesa y permitirme distraerla de vez en vez. Aserejé!

A Luzma, Jorge y Yann, por ser grandes compañeros de aventuras, viajes y exploraciones, y además excelentes amigos.



and an and the second second

A LOS amigos de Astronomía: Sandra, Lorenzo, Maru, Leonid y Anabel, Julia, Leti, Paty, Bárbara P., Erika S., Vale, Luis L., Ana María H., Gilberto G., quienes ya sea lejos o cerca, siempre están ahí apoyando, echando porras, pendientes los unos de los otros y, sin duda, listos para cualquier maquinación.

A Sergio --bailador, como dice la canción-, por su pila, su determinación y esos ricos cafecitos para despejar el cerebro antes de la "trabajación" nocturna.

A los Betos por ser una familia tan especial y por hacer sentir a una igual de especial. Muchas gracias.

A Toño y Gabriela, por las buenas pláticas nocturnas, las aventuras en el Caribe, las fiestas y los bailongos, por ser amigos netos y solidarios.

A Lorena, Co-Reina de ésta y otras Comarcas, por todos los inventos, maquinaciones, sesiones de aerobics, italiano y coreografías de Madonna, por las risas, ballongos y chocoaventuras compartidos y por compartir.

A Maurice, amigo aquí y a la distancia, por ser esa gran persona que no deja de creer ni de luchar.

A Eva, por la confianza, los momentos, los consejos, las risas, las fiestas y las rigurosas idas a la playa entre otras muchas cosas. Gracias, Amiga

AI Dr. Serrano por hacer MUY bien su trabajo.

A Marcela, por ser, por estar y sobre todo, por coincidir. Por las porras maravillosas, el ánimo y la pila infundidos en esta recta final, por darme el empujón para apostarle a lo grande y hacerlo todo con una sonrisa... Ah! y por rescatarme de la desesperación absoluta con esas figuras tan bonitas para el capítulo ocho y poniendo orden y gracia a mi caditca bibliografía. Gracias, MMM \* \* \*

A mis papás a quienes sencillamente les debo todo y a quienes siempre les estaré agradecida por todo lo que me dieron, todo lo que me enseñaron, todo lo que me transmitieron y todas las maravillosas oportunidades que me otorgaron. El logro es suyo, papás.

A Uli, mi hermanola querida, responsable mayor de encontrarme donde estoy, cómplice y habitante de ese mundo y esa realidad que tanto nos divierten, compañera de descubrimientos, cuestionamientos, análisis y conclusiones. Si me preguntan, crecer es darse la oportunidad de mirarse un poco a si misma, saber en la medida de lo posible, quién se es, de dónde se viene, a dónde se va y qué es lo que se quiere, y tú Manolita, fuiste quién me ayudó a hacerlo sin perder la razón -o azotarme en exceso.

Slayers, everyone of us

#### "Cinemática y dinámica de pares de galaxias en interacción"

#### RESUMEN

Las interacciones de galaxias juegan un papel importante en procesos tales como la formación y/o supresión de estructura, la inducción de formación estelar y la actividad central en galaxias. Gran parte de los trabajos que se han hecho sobre galaxias binarias han sido desde el punto de vista estadístico, mientras que estudios más detallados han puesto atención sobre todo en particularidades morfológicas o relacionadas con el proceso de formación estelar. De ahí que resulte de particular importancia el obtener, analizar e interpretar información cinemática y dinámica de galaxias de este tipo.

Técnicas observacionales como la interferometría Fabry-Perot de barrido son ideales para este tipo de estudios, pues la interacción de galaxias implica perturbaciones y distorsiones que requieren del estudio bidimensional de los movimientos en cada una de las galaxias que participa en el encuentro.

En este trabajo se presentan observaciones interferométricas de cuatro pares de galaxias en interacción. Estos pares fueron observados en el telescopio de 2.1 m del Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir con el interferométro Fabry-Perot de barrido PUMA. Para cada galaxia de cada par se obtuvo el mapa de velocidades radiales, la curva de rotación, los mapas de dispersión de velocidades así como los mapas de velocidades residuales. Tres de estos pares son pares tipo S+S (Arp240, Arp271, Kar468) mientras que el cuarto es un par tipo M51 (Kar302). Cada uno de estos pares presenta características particulares relacionadas con distintos aspectos del proceso de interacción entre dos galaxias.

Los efectos cinemáticos de la interacción fueron detectados en los mapas de velocidades así como en las curvas de rotación. Las causas principales de las distorsiones observadas se deben a perturbaciones producto de la presencia de la galaxia vecina, o bien a movimientos propios del gas a lo largo de las estructuras presentes en cada galaxia como son los brazos espirales y las barras. Haciendo una comparación entre el comportamiento cinemático de cada galaxia con imágenes fotométricas de la misma se analizó el impacto que el proceso de interacción ha tenido en la formación de estructura como barras, alabeos, puentes y colas.

Utilizando la distribución de luz de cada galaxias, así como de la curva de rotación determinada a partir de las observaciones con el PUMA se intentaron ajustar varios modelos de distribución de masa con el fin de estudiar el cociente masa-luminosidad de cada galaxia de cada par, así como la estructura de su halo de materia oscura.

Finalmente se hizo uso de este información para situar cada encuentro en un escenario tridimensional que puede servir como punto de partida para futuras simulaciones numéricas en las que se consideren tanto restricciones morfológicas como cinemáticas.



F

## TESIS CON FALLA DE ORIGEN

## Índice General

1	$\mathbf{Cin}$	emátic	ca y dinámica de galaxias espirales	1
	1.1	Galax	ias espirales $\ldots$	. 1
		1.1.1	Morfología y estructura	. 1
	1.2	Rotac	ión en galaxias espirales	. 8
		1.2.1	Órbitas estelares y rotación diferencial	. 9
		1.2.2	Curvas de rotación	. 3 <b>11</b>
		1.2.3	Estructura espiral	. 14
		1.2.4	Barras	. 17
		1.2.5	Velocidad de patrón $\Omega_p$	. 18
		1.2.6	Rotación fuera del plano: gas extraplanar	. 22
		1.2.7	Movimientos no circulares	. 22
	1.3	Masa	en galaxias espirales	. 23
		1.3.1	Cociente masa-luminosidad $(M/L)$ en galaxias espirales	. 23
		1.3.2	Estimación de $M$ y $M/L$ para galaxias espirales	. 24
		1.3.3	Materia oscura y distribución de masa en galaxias espirales .	. 27
1.4 Relación Tully-Fisher		. 29		
2	Cal	ovios s	n interación	
2	Gal	axias e	en interacción	33
2	Gal 2.1	axias e Sistem	en interacción nas de galaxias	<b>33</b> • 34 25
2	Gal 2.1	axias e Sistem 2.1.1	en interacción nas de galaxias Cúmulos de galaxias	33 . 34 . 35 . 26
2	Gal 2.1	axias e Sistem 2.1.1 2.1.2	en interacción nas de galaxias Cúmulos de galaxias Grupos de galaxias Crupos de galaxias	<b>33</b> . 34 . 35 . 36
2	Gal 2.1	axias e Sistem 2.1.1 2.1.2 2.1.3 2.1.4	en interacción nas de galaxias Cúmulos de galaxias Grupos de galaxias Grupos compactos de galaxias Tripleter de galaxias	33 . 34 . 35 . 36 . 37 28
2	Gal 2.1	axias e Sistem 2.1.1 2.1.2 2.1.3 2.1.4 2.1.5	en interacción nas de galaxias Cúmulos de galaxias Grupos de galaxias Grupos compactos de galaxias Tripletes de galaxias	33 . 34 . 35 . 36 . 37 . 38 20
2	Gal 2.1	axias e Sistem 2.1.1 2.1.2 2.1.3 2.1.4 2.1.5 Pares	en interacción nas de galaxias Cúmulos de galaxias Grupos de galaxias Grupos compactos de galaxias Tripletes de galaxias Pares de galaxias	33 34 35 36 37 38 39 20
2	Gal 2.1 2.2	axias e Sistem 2.1.1 2.1.2 2.1.3 2.1.4 2.1.5 Pares =	en interacción nas de galaxias Cúmulos de galaxias Grupos de galaxias Grupos compactos de galaxias Tripletes de galaxias Pares de galaxias islados de galaxias en interacción Criterios de selección	33 . 34 . 35 . 36 . 37 . 38 . 39 . 39 . 40
2	Gal 2.1 2.2	axias e Sistem 2.1.1 2.1.2 2.1.3 2.1.4 2.1.5 Pares 2.2.1 2.2.2	en interacción nas de galaxias Cúmulos de galaxias Grupos de galaxias Grupos compactos de galaxias Tripletes de galaxias Pares de galaxias islados de galaxias en interacción Criterios de selección Clasificación de interacciones	33 34 35 36 37 38 39 40 41
2	Gal 2.1 2.2	axias e Sistem 2.1.1 2.1.2 2.1.3 2.1.4 2.1.5 Pares 2.2.1 2.2.2 2.2.3	en interacción nas de galaxias	33 34 35 36 37 38 39 40 41 46
2	Gal 2.1 2.2 2.3	axias e Sistem 2.1.1 2.1.2 2.1.3 2.1.4 2.1.5 Pares : 2.2.1 2.2.2 2.2.3 Result	en interacción nas de galaxias Cúmulos de galaxias Grupos de galaxias Grupos compactos de galaxias Tripletes de galaxias Pares de galaxias islados de galaxias en interacción Criterios de selección Clasificación de interacciones Catálogos de pares de galaxias ados cinemáticos y dinámicos a partir del estudio de pares de	33   34   35   36   37   38   39   40   41   46
2	Gal 2.1 2.2 2.3	axias e Sistem 2.1.1 2.1.2 2.1.3 2.1.4 2.1.5 Pares : 2.2.1 2.2.2 2.2.3 Result. galaxia	en interacción nas de galaxias	33 34 35 36 37 38 39 40 41 46 46
2	Gal 2.1 2.2 2.3	axias e Sistem 2.1.1 2.1.2 2.1.3 2.1.4 2.1.5 Pares : 2.2.1 2.2.2 2.2.3 Result galaxia 2.3.1	en interacción nas de galaxias	33 34 35 36 37 38 39 40 41 46 46 46
2	Gal 2.1 2.2 2.3	axias e Sistem 2.1.1 2.1.2 2.1.3 2.1.4 2.1.5 Pares : 2.2.1 2.2.2 2.2.3 Result galaxia 2.3.1 2.3.2	en interacción nas de galaxias	33   . 34   . 35   . 36   . 37   . 38   . 39   . 40   . 41   . 46   . 46   . 46   . 47

		2.3.3 Distribución de masa y cociente masa-luminosidad en pares	
		aislados de galaxias	49
		2.3.4 Halos de materia oscura	51
	2.4	Teoría y simulaciones numéricas de pares de galaxias en interacción .	51
		2.4.1 Primeras simulaciones	52
		2.4.2 Simulaciones actuales: códigos de árbol, N-cuerpos y SPH	54
	2.5	Efectos y consecuencias de la interacción entre dos galaxias	56
		2.5.1 Formación de estructura	57
		2.5.2 Formación estelar y actividad nuclear inducidas por el proceso	
		de interacción	63
	2.6	Formación y evolución de galaxias	67
9	».		<u> </u>
ာ	2 1	Colorián de la muestra	09
	3.1	Selección de la indestra	09
	3.2	2.2.1 Interferémetre Febru Paret de beruide	70
		3.2.1 Interferometro Fabry Depet de barrido	70
	22	3.2.2 El Interferometro Fabry-Ferot de Darrido FOMA	19
	2.4	Poducción de las observaciones	02
	35	Campos de velocidades y curros de retagión	04
	0.0	3.5.1 Mapa de velocidades radiales	87
		3.5.2 Mapa de aucho total a altura media (FWHM)	80.
		3.5.3 Curvas de rotación	80
		3.5.4 Mapa de velocidades residuales	07
	3.6	Determinación de masa	100
		3.6.1 Masa dinámica	100
		3.6.2 Masa orbital	103
	3.7	Modelos de masa	103
4	$\mathbf{Arp}$	271: NGC 5426 y NGC 5427	105
	4.1	NGC 5426 and NGC 5427	105
	4.2	Mapa de velocidades y curvas de rotación	109
		4.2.1 Imagen monocromática	109
		4.2.2 Mapas de velocidades	110
		4.2.3 Curvas de rotación	113
	4.3	Movimientos no-circulares	119
		4.3.1 FWHM	119
		4.3.2 Mapas de velocidades residuales	121
		4.3.3 Comparación entre particularidades cinemáticas y morfológicas	124
	4.4	Análisis dinámico	126
		4.4.1 Estimación de la masa	126

			4.4.2 Distribución de masa	127
		4.5	Análisis del encuentro	131
	5	Kar	468: NGC 5953 v NGC 5954	135
	Ŭ	5.1	NGC 5953 v NGC 5954	135
		5.2	Mapa de velocidades y curvas de rotación	141
			5.2.1 Imagen monocromática	141
			5.2.2 Mapas de velocidades	143
			5.2.3 Curvas de rotación	147
		5.3	Movimientos no-circulares	150
			5.3.1 Perfiles dobles	150
			5.3.2 FWHM	150
			5.3.3 Mapas de velocidades residuales	152
			5.3.4 Comparación entre particularidades cinemáticas y morfológicas	s 155
		5.4	Análisis dinámico	159
			5.4.1 Estimación de la masa	159
		5.5	Análisis del encuentro	160
	6	Kar	302: NGC 3893 v NGC 3896	163
	-	6.1	NGC 3893 v NGC 3896	163
		6.2	Mapa de velocidades y curvas de rotación	167
			6.2.1 Imagen monocromática	167
			6.2.2 Mapas de velocidades	167
			6.2.3 Curvas de rotación	168
		6.3	Movimientos no-circulares	172
			6.3.1 FWHM	172
			6.3.2 Mapas de velocidades residuales	174
			6.3.3 Comparación entre particularidades cinemáticas y morfológicas	s 175
		6.4	Análisis dinámico	177
			6.4.1 Estimación de la masa	177
			6.4.2 Distribución de masa para NGC 3893	178
		6.5	Análisis del encuentro	183
,	7	Kar	389: NGC 5257 y NGC 5258	187
		7.1	NGC 5257 y NGC 5258	187
		7.2	Mapa de velocidades y curvas de rotación	191
			7.2.1 Imagen monocromática	191
			7.2.2 Mapas de velocidades	194
			7.2.3 Curvas de rotación	198
		7.3	Movimientos no-circulares	200
			7.3.1 FWHM	200

		7.3.2 Mapas de velocidades residuales	. 200
		7.3.3 Comparación entre particularidades cinemáticas y morfológica	as 204
	7.4	Análisis dinámico	. 207
		7.4.1 Estimación de la masa	. 207
	7.5	Análisis del encuentro	. 209
8	Ana	álisis de los resultados principales	211
	8.1	Curvas de rotación	. 211
	8.2	Cinemática 2D vs Morfología	. 217
	8.3	Cociente masa dinámica-luminosidad	. 220
	8.4	Relación Tully-Fisher	. 224
9	Cor	iclusiones	225
	9.1	Arp 271 y Kar 389: Galaxias gemelas	. 225
	9.2	Kar 468: Una sorpresa morfológica	. 226
	9.3	Kar 302: Estructura espiral de gran diseño vs estructura de marea.	. 227
	9.4	Perspectivas	. 227
		그는 것 같은 것 같	
A	Din	ámica de la estructura en galaxias de disco: patrón espiral	У
	bar	ras	229
	A.1	"Swing amplification"	. 229
'n	<b>T</b> 4		
. в	Inte		231
	в.1	Funcion de Airy: superficie parabólica a $\lambda$ constante	. 231
C	Red	ucción de datos FP	
$\sim$	Cl	Determinación de la valocidad radial: Cálculo del harizantes	- <u>-</u>
	C 2	Supringdo espectrol	. 200
	0.2	Angle total the	. 233
	0.0	Ancho total a altura media (F wriM)	234

## Capítulo 1

## Cinemática y dinámica de galaxias espirales

#### **1.1 Galaxias espirales**

Las galaxias son las unidades fundamentales que constituyen el Universo. Estas son a su vez sistemas altamente complejos constituídos por distintas componentes tales como estrellas, gas molecular, neutro y ionizado, polvo, campos magnéticos, rayos cósmicos, agujeros negros y materia oscura.

Dentro de las diversas morfologías que presentan las galaxias se encuentran las galaxias espirales, las cuales se caracterizan principalmente por un disco estelar extendido y conspicuo y un patrón de brazos espirales en este mismo disco. Las galaxias espirales son las galaxias más comunes en lo que se refiere a galaxias gigantes y producen la mayor parte de la luz visible en el Universo local. A continuación se describen sus características generales poniéndose especial énfasis en las estructuras que las componen.

#### 1.1.1 Morfología y estructura

De manera general, las galaxias espirales están formadas por un bulbo central, un disco estelar, un disco de gas, un halo de materia luminosa y un halo de materia oscura (Figura 1.1).



FIGURA 1.1: Esquema de una galaxia espiral (Sparke & Gallagher, 2000).

#### Bulbo

El bulbo central consiste de un aglomerado elipsoidal de estrellas viejas (~  $10^{10}$  años) y poco gas, con semi-ejes de aproximadamente  $1 - 2 \ kpc$ . Si bien la mayoría de los bulbos tienen forma de elipsoide triaxial (llamados "disky"), se observan también bulbos con forma de cacahuate ("boxy") (ver review por Bureau, 2002). Se cree que estas formas están asociadas con las órbitas de las estrellas en el bulbo (más rápidas o más lentas, respectivamente) o bien a la presencia de una barra central.

Las estrellas del bulbo comparten un sentido de rotación común alrededor del centro de una galaxia, pero presentan a su vez movimientos azarosos importantes. En general el cociente entre velocidad de rotación  $(V_{rot})$  y velocidad aleatoria (*random speed*,  $\sigma$ ) va como  $V_{rot}/\sigma \sim 1$  (Sparke & Gallagher, 2000).

En promedio los bulbos son ligeramente más rojos respecto al disco, volviéndose más rojos hacia el centro.

Si bien el bulbo de una galaxia espiral está mayormente desprovisto de gas, éste puede acumularse en los parsecs centrales ( $\sim 100 \ pc$ ) y ser capaz de alimentar brotes violentos de formación estelar. De esta manera en el centro de muchos bulbos se encuentran cúmulos masivos de estrellas jóvenes constituyendo los sistemas estelares más densos que se conocen. Así mismo en el centro <u>clel algu</u>nas galaxias

> TESIS CON FALLA DE ORIGEN

 $\mathbf{2}$ 

espirales se encuentran objetos masivos compactos que podrían ser agujeros negros supermasivos.

#### Disco

El disco es una formación aplanada en rotación que contiene estrellas de Población I (jóvenes y de metalicidad alta), medio interestelar frío, nubes moleculares y polvo, así como estrellas de Población Intermedia (tipo II). En galaxias relativamente grandes como la nuestra, el disco tiene un radio aproximado de 15 kpc y un espesor de uno o dos kiloparsecs. Este disco puede a su vez dividirse en un disco delgado y un disco grueso. El disco delgado contiene alrededor del 95% de las estrellas del disco y todas las estrellas jóvenes masivas. Su altura de escala es de 300 - 400 pc. El resto de las estrellas forman el disco grueso con una altura de escala de 1 - 1.5 kpc.

Actualmente se sabe que las galaxias espirales cuentan también con un disco de gas tibio ionizado (*warm ionized gas*, *WIG*) con una altura de escala de alrededor de 1 kpc (Reynolds, 1993). Para nuestra Galaxia por ejemplo, la mayor parte del HII (alrededor del 90%) se encuentra localizado en regiones completamente ionizadas consideradas como tibias ( $T = 10^4 K$ ), con densidades bajas ( $n = 0.1 cm^{-3}$ ) y alejadas de estrellas tipo O. Más de la mitad de este HII se encuentra a más de 600 pc del plano galáctico, y su masa es aproximadamente un tercio de la masa de hidrógeno neutro observada. Dichas regiones HII llenan más del 20% del volumen dentro de una capa de 2 kpc de grosor a partir del plano medio de la Galaxia.

Gran parte de la morfología de las galaxias espirales se deriva de una interacción compleja entre la Población I del disco y las estrellas de Población Intermedia, cuya distribución tiene un altura de escala menor que la primera. Esta última componente es dinámicamente más fría, i.e. con movimientos que se alejan poco del movimiento circular, y más delgada; mientras que la Población I es más caliente y gruesa. El disco de una galaxia espiral presenta además estructura como brazos espirales, barras y anillos. Los brazos espirales están delineados por estrellas jóvenes, regiones HII, asociaciones OB y cúmulos abiertos jóvenes. La morfología de estos brazos espirales es trazada en su mayoría por las regiones de hidrógeno ionizado resultado de la formación estelar que ocurre en el disco de Población I. La estructura espiral puede presentarse de distintas formas, la forma y la cantidad de brazos en una galaxia espiral son muy variados pudiéndose observar galaxias con un brazo, las cuales se cree son resultado de un encuentro con otra galaxias (como se verá en el Capítulo 2), hasta galaxias con un gran número de brazos generalmente desordenados y poco delineados, llamadas "galaxias floculentas" (Figura 1.2).

En algunos casos se observa un par de brazos espirales diametralmente opuestos y muy bien delineados que van desde las partes internas de la galaxia hasta las partes más externas. Este tipo de estructura espiral se conoce como estructura espiral "de gran diseño". Ejemplos típicos de galaxias espirales con este tipo de estructura son



FIGURA 1.2: NGC 2841: Galaxia espiral floculenta.

M51 y M100 (Figura 1.3).

Considerando la morfología e intensidad de los brazos en galaxias espirales, Elmegreen & Elmegreen (1982) propusieron un sistema de clasificación con doce niveles de regularidad diferentes. Este sistema enfatiza la continuidad de los brazos, su longitud y su simetría y puede a su vez estar relacionado con la presencia y/o intensidad de la onda de densidad que se cree es la responsable de la formación de estas estructuras como se verá en la sección 1.2.3. Actualmente estudios en el infrarrojo han demostrado que el gran diseño de una estructura espiral está asociado sobre todo con la población estelar vieja del disco mientras que la Población I está asociada sobre todo a una estructura espiral menos definida (Block et al. 1994). Según la proporción entre el bulbo y los brazos espirales, las galaxias espirales se clasifican en general como Sa, Sb y Sc (Hubble 1936; Sandage, 1961). Las Sa son galaxias con bulbo grande y brazos cerrados y pequeños; las Sb tienen un bulbo de menor tamaño y brazos que se abren un poco más, contienen más gas que las galaxias Sa; las galaxias Sc tienen un bulbo pequeño -en algunos casos imperceptible- y brazos abiertos y extendidos, contienen mucho gas y una población estelar joven abundante. Al igual que el bulbo, el disco suele ser más rojo en sus partes internas respecto a las externas.

A lo largo de los años se han desarrollado clasificaciones más complejas que la definida por Hubble, con el fin de caracterizar con mayor precisión las galaxias espirales. Se tiene así trabajos como los de de Vaucouleurs (1959) y van den Bergh (1976), cuyas equivalencias se presentan en la Tabla 1.1

El porcentaje de gas (en masa) en el disco de una galaxia espiral depende de su tipo morfológico: para las galaxias Sa es de 2% mientras que para las galaxias tipo

Sistema	Criterio Principal	Símbolos
Hubble-Sandage	geometría y presencia de barras	E, S0, S, SB, Irr
	grado de apertura de los brazos; cociente disco/bulbo; grado de resolución de los brazos	a, b, c
de Vaucouleurs	geometría y presencia de barras grado de apertura de los brazos; cociente disco/bulbo anillos o forma de "s"	E, S0, S, SA, SB, Im a, b, c, d, m (r), (s)
DDO (van den Bargh, 1976)	riqueza de población estelar joven en el disco presencia de barras concentración central de luz calidad y largo de los brazos	E, S0, A, S, Irr B a, b, c I, II,, V

Capítulo 1 : Cinemática y dinámica de galaxias espirales

§1.1.1Morfología y estructura

Ċī

ESIS CON Falla DE Origan



FIGURA 1.3: M100: Galaxia espiral de gran diseño.



FIGURA 1.4: NGC 1300: Galaxia espiral barrada.

Sc, este valor llega a 10%. La masa visible en las galaxias espirales se encuentra principalmente en forma de estrellas, mientras que el gas contribuye a lo mucho en un 10% de la masa visible en una galaxia. Sin embargo dado que estas componentes se distribuyen de manera diferente, existen sitios en estas galaxias en los cuales el contenido de gas puede ser significativo. Por ejemplo, en el disco externo de galaxias espirales, el cociente entre la densidad superficial de gas y la densidad superficial de estrellas puede exceder 15% (Bertin, 2000).

Alrededor de la mitad de las galaxias de disco presentan en su parte central un aumento en su densidad de estrellas con una forma ligeramente rectangular similar a la de una barra (Figura 1.4).

El cociente entre el semi-eje menor y el semi-eje mayor de este tipo de estructuras puede llegar a ser de 1 : 5 y puede contener hasta la tercera parte de la luz total. Se cree que la mayoría de las barras son tan planas como el disco de la galaxia que la



FIGURA 1.5: *Izquierda:* Galaxia espiral con anillo (NGC 2523) *Derecha:* Galaxia espiral con alabeo en su disco de hidrógeno neutro (NGC 5907)

contiene. A diferencia de los brazos espirales, una barra puede existir aún cuando el disco de la galaxia esté desprovisto de gas. Dada la frecuencia de este tipo de galaxias, existe también una clasificación que sigue el mismo principio que para las galaxias espirales sin barra, siendo las galaxias SBa las de mayor bulbo y brazos más cerrados y las SBc las de bulbo más pequeño y brazos más largos y abiertos.

Otra característica morfológica presente en algunas galaxias espirales son los anillos (Figura 1.5) los cuales se cree están asociados con la componente gaseosa fría. Los anillos se observan sobretodo en galaxias barradas, generalmente de tipo temprano (cf. Buta, 1995) y son trazadores importantes de la dinámica del disco (Buta & Combes, 1996). Utilizando simulaciones numéricas, Schwarz (1981) demostró que estos anillos se forman de manera natural como respuesta a un disco de gas rotando en una distribución de masa no axisimétrica y que están ligados con las resonancias del disco (ver sección 1.2.3)

Así mismo se ha observado que en algunos discos de galaxias espirales no se encuentran sobre un solo plano, presentando alabeos o torcimientos (warps)-Figura 1.5. Este fenómeno suele estar asociado con las partes externas del disco de gas (Sancisi, 1976) aunque también se han encontrado desviaciones de la simetría del plano en las afueras del disco estelar (van der Kruit, 1979).

En nuestra Galaxia se observan también ondulaciones de menor escala hacia arriba y hacia abajo del plano Galáctico tanto en la dirección radial como vertical, las cuales se conocen como "corrugaciones" (Gum, Kerr & Westerhout, 1960). Este tipo de estructuras se han observado también en galaxias externas como M31 (Arp, 1964), NGC 4244 y NGC 5023 (Florido et al, 1991). Se cree que estas estructuras pueden deberse a la presencia de estructuras locales como brazos espirales (Kim, Hong & Ryu, 1997; Alfaro et al, 2001), a colisiones con nubes de alta velocidad (Franco et al, 1988; Santillán et al, 1999), o bien a perturbaciones a gran escala como interacciones con galaxias cercanas (Weinberg, 1991; Edelsohn & Elmegreen, 1997).

#### Halo de materia luminosa

El halo de materia luminosa de una galaxia espiral está constituído principalmente por estrellas pobres en metales y cúmulos globulares, y se extiende en un volumen con un radio  $\sim 20 \; kpc$ . Estas componentes no siguen un movimiento de rotación organizado y pasan gran parte del tiempo en las partes externas de la galaxia aunque también pueden atravesar el disco de la misma. Las estrellas del halo constituyen una pequeña fracción de la masa total de una galaxia espiral. Se cree que formando parte de este halo se encuentran también grandes nubes de gas neutro conocidas como nubes de alta velocidad (*high velocity clouds*, HVC), las cuales parecen trazar el proceso de acreción de material extragaláctico en el disco de la galaxia (Giovanelli, 1980; Kamphuis & Sancisi, 1993) o bien ser el producto de fuentes galácticas producto de explosiones de supernovas (Shapiro & Benjamin, 1991) o fenómenos energéticos simlares tales como choques o turbulencia.

#### Halo de materia oscura

Ocupando un volumen mucho mayor  $(R \ge 100 \ kpc)$  se encuentra lo que hasta ahora se denomina materia oscura, i.e., materia que se detecta únicamente a través de sus efectos gravitacionales sobre la materia luminosa y que se cree se encuentra distribuida de manera esferoidal alrededor de toda galaxia. Esta componente será tratada con más detalle en la sección 1.3.3

#### 1.2 Rotación en galaxias espirales

Desde las primeras observaciones de galaxias o "nebulosas" espirales, la forma de este tipo de objetos sugirió que éstos rotaban alrededor de un eje perpendicular al disco y que este movimiento era el responsable del achatamiento y de los patrones espirales que se observaban en estos objetos. Lord Rosse descubrió M51 en 1848 y la catalogó como una nebulosa espiral y le atribuyó un movimiento general de rotación.

En 1914, V.M. Slipher detectó rotación en este tipo de nebulosas al observar desplazamientos de líneas espectrales los cuales interpretó como corrimientos al rojo

respecto a la longitud de onda en reposo, i.e., efecto Doppler (Slipher, 1914). En 1915, F.G. Pease realizó las primeras mediciones de velocidad de rotación en M31, encontrando que la velocidad de rotación era proporcional al radio de la galaxia, es decir, que dicha galaxia parecía mostrar rotación de cuerpo rígido (Pease, 1915). Sin embargo, dado que estos resultados se dieron antes de que Edwin Hubble probara que estas nebulosas de forma espiral eran en realidad galaxias como la nuestra, no se les pudo dar la interpretación correcta. Fue hasta la década de los veinte, una vez que Hubble aclarara la naturaleza de las hasta entonces "nebulosas difusas", que los resultados anteriores cobraron relevancia y abrieron camino en el estudio de la cinemática y de la dinámica de las galaxias espirales. Los primeros trabajos que siguieron a esta revolución extragaláctica se realizaron a partir del análisis de líneas de absorción en partes centrales de galaxias (Babcock, 1939; Mayall, 1948; Lallemand, Duchesne & Walker, 1960). Sin embargo, estas líneas, al estar relacionadas con la componente estelar, resultan por lo general anchas y, en un principio, dificultaron la obtención de velocidades radiales. Más adelante se observaron las partes externas de los discos de galaxias espirales, sobre todo los brazos, donde las líneas de emisión de regiones HII facilitaron la determinación de velocidades radiales, ya que éstas resultan más delgadas y requieren de menor tiempo de exposición. En los años sesenta, se estudiaron galaxias relativamente lejanas, determinándose, las velocidades radiales para distintas regiones HII a partir de ciertas líneas de emisión provenientes de las mismas usando espectrógrafos de rendija larga (Arp, 1969). A partir de esta década se realizaron también observaciones en radio de la línea de 21 cm del hidrógeno neutro. Este tipo de observaciones lograron abarcar radios mayores ya que la densidad del HI en el disco galáctico disminuye menos rápido que la de HII-, abarcandose más puntos en la totalidad el disco, y no sólo en los brazos espirales, como el caso del HII. Sin embargo, a radios grandes no se sabe si las estrellas se comportan de la misma manera que el gas neutro, además de que no se tiene la resolución que se consigue con observaciones en el óptico, en particular para las partes internas de las galaxias.

En esta sección se describe la cinemática de las galaxias espirales poniéndose énfasis en la determinación y análisis de su curva de rotación. Se presentan también la cinemática de estructuras como brazos espirales y barras, así como algunos detalles de la dinámica del disco como son las resonancias y la corrotación.

#### 1.2.1 Orbitas estelares y rotación diferencial

La característica cinemática principal del disco de las galaxias espirales es la rotación. Las galaxias espirales son sistemas relativamente fríos, es decir, las órbitas de la mayoría de las estrellas y de las nubes de gas siguen órbitas cuasi-circulares de manera que su movimiento alrededor del centro de la galaxia puede describirse



FIGURA 1.6: Descomposición de la órbita de una estrella en el disco de una galaxia. Esta se descompone en la órbita circular de su "centro guía" y en cscilaciones epicíclicas alrededor de este centro (Sparke & Gallagher, 2000)

como la combinación de un movimiento estrictamente circular y un movimiento que describe ligeras oscilaciones alrededor de la órbita circular definida por el primero. Se define entonces el "centro guía" de la órbita de una estrella como el punto que gira alrededor del centro de la galaxia en una órbita circular con radio  $R_g$ , y alrededor del cual la estrella rota formando epiciclos con velocidad angular o "frecuencia epicíclica"  $\kappa$ .

El centro guía se mueve de manera uniforme con velocidad angular  $\Omega(R_g)$  de manera que su coordenada tangencial está dada por  $\phi_g = \Omega(R_g) \times t$ . La distancia galactocéntrica de la estrella varía a su vez como

$$R = R_g + X\cos(\kappa t + \psi), \tag{1.7}$$

donde X es la amplitud del movimiento de la estrella,  $\kappa$  la frecuencia epicíclica y  $\psi$  es una constante que relacionada con la distancia galactocéntrica inicial (Figura 1.6).

Como se acaba de mencionar, en primera aproximación las estrellas y el gas del disco de galaxias espirales se mueven en trayectorias casi circulares alrededor del centro galáctico. Sin embargo esta rotación no es uniforme, observándose por lo general que las estrellas más cercanas al centro de una galaxia completan sus órbitas en un tiempo menor que las estrellas que se encuentran más alejadas del mismo. Este comportamiento se observa también en el gas neutro y ionizado de los discos de estas galaxias. A este tipo de rotación se le conoce como "rotación diferencial" y suele estudiarse y analizarse a través de la curva de rotación, la cual se describe a continuación.



FIGURA 1.7: Ejemplos de curvas de rotación observadas (Rubin, Ford & Thonnard, 1978)

#### 1.2.2 Curvas de rotación

La velocidad de rotación de una galaxia en función de la distancia galactocéntrica define su curva de rotación. Esta velocidad se deriva de la observación del corrimiento al rojo de líneas de emisión o absorción de ciertos elementos de la galaxia (gas neutro, gas ionizado o estrellas). A partir de estas observaciones se deriva la relación entre la velocidad con que el material gira alrededor del centro de la galaxia y la posición en la que se encuentra.

Cualitativamente la curva de rotación de una galaxia espiral presenta una porción central para la cual la velocidad de rotación es proporcional al radio (rotación de cuerpo rígido); algunos kiloparsecs más lejos del centro (~ 2 - 3 kpc), la curva se vuelve casi plana o plana, i.e. la velocidad de rotación  $V_{rot}$  ya no depende del radio R. Para galaxias más tempranas (Sa), la parte de cuerpo rígido presenta una pendiente más pronunciada y en su parte plana suelen alcanzar velocidades mayores (~ 300 km s<sup>-1</sup>), mientras que galaxias más tardías (tipo Sc) presentan una velocidad máxima ~ 200 km s<sup>-1</sup> (Rubin, Ford & Thonnard, 1978). La Figura 1.7 ilustra varios ejemplos de curvas de rotación para distintos tipos de galaxias espirales. Es importante señalar que este comportamiento plano parece indicar que la mayor parte de la masa de una galaxia de disco no se encuentra concentrada en sus partes internas como lo indica la distribución de luz. Si éste fuera el caso la curva de rotación observada tendría un comportamiento kepleriano y disminuiría como  $R^{-2}$ . La mayoría de las curvas de rotación de galaxias espirales se obtiene de la observación de su gas tanto neutro como ionizado y ha demostrado ser un instrumento muy útil para determinar el potencial gravitacional de una galaxia.

En el óptico, para la década de los setenta, se habían publicado alrededor de 30 estudios sobre galaxias espirales para las cuales se obtuvieron las curvas de rotación, así como sus masas (Burbidge, 1975). Estos estudios fueron realizados utilizando espectroscopía de rendija larga colocando la rendija del espectrógrafo a lo largo de ciertas posiciones del disco de la galaxia y observando el corrimiento al rojo de las líneas de emisión como  $H\alpha$ . Al mejorarse la sensibilidad de los instrumentos, la determinación de velocidades radiales se extendió hacia las partes más externas de los discos galácticos, lo que permitió una mejor determinación de la curvas de rotación de las mismas. A mediados de la década de los setenta surgió la interferometría Fabry-Perot de barrido, una técnica instrumental novedosa para la observación de velocidades radiales de objetos extendidos utilizando sobretodo líneas de emsión del gas ionizado (Tully, 1974 a, b, c; Comte et al, 1979). Esta técnica será descrita en detalle en el Capítulo 3. La técnica de epectroscopía de rendija larga sigue siendo muy utilizada para la obtención de curvas de rotación para la cual resulta ser bastante efectiva. Sin embargo, la interferometría Fabry-Perot de barrido es ideal para tener una apreciación global de la cinemática de una galaxia de disco. No sólo eso, sino que esta técnica permite además la obtención de la curva de rotación en cualquier dirección y con la cantidad de puntos que se desee (ver Capítulo 3, sección 3.2.1), así como analizar la cinemática del gas en todo el plano de la galaxia observada.

En principio, la emisión del hidrógeno neutro HI es ideal para determinar la curva de rotación de galaxias espirales pues el gas atómico es frío y la mayoría de las veces éste se extiende mucho más allá que el disco óptico. Sin embargo hasta la fecha y contrariamente al caso del gas ionizado en el disco, no se ha podido comprobar que a estos radios el gas neutro y las estrellas sigan el mismo movimiento alrededor del centro galáctico. No sólo eso sino que hoy en día los modelos y simulaciones cosmólogicas recientes son capaces de predecir la distribución de la materia oscura a escalas de kiloparsecs (Navarro, Frenk & White, 1996; Kravtsov et al, 1998; Colín, Avila-Reese & Valenzuela, 2000). Las suposiciones del modelo cosmólogico utilizado (materia oscura fría, materia oscura tibia, matería oscura interactuante, etc) llevan a importantes diferencias en la estructura de los halos de materia oscura sobre todo en sus partes internas. Se ha encontrado además que los parámetros de los modelos de masa que se ajustan a las curvas de rotación son muy sensibles no sólo a la parte plana de la curva (determinada por observaciones del gas neutro) sino también a la parte interna incluyendo la rotación de cuerpo rígido, la cual puede observarse con mayor detalle y de manera más precisa a partir de observaciones del gas ionizado (Blais-Ouellette et al, 1999, 2000). En realidad y como se ejemplifica más adelante

(Capítulo 6), la curva de rotación óptima es una curva multi-frecuencias que combina por un lado la alta resolución y sensitividad a radios pequeños de las observaciones en el óptico con la alta senstividad de las observaciones en radio para radios grandes.

El gas del disco de una galaxia puede estar sujeto a otras fuerzas además de ser disipativo, por lo que no siempre trazará de manera directa el potencial de la galaxia. Por el contrario, las órbitas de las estrellas se verán afectadas únicamente por la fuerza gravitacional producto de este potencial. Sin embargo, obtener curvas de rotación a partir de estrellas resulta menos común que a partir de observaciones del gas. Esto se debe a que la determinación de corrimientos al rojo a partir de líneas de absorción es una tarea considerablemente difícil. Una síntesis de trabajos realizados con esta técnica en los años setenta se puede encontrar en Illingworth (1981). En un trabajo relativamente reciente, Merrifield y Kuijken abordaron esta difícil tarea analizando la cinemática de las galaxias espirales NGC 936, NGC 488 y NGC 3595 (Merrifield & Kuijken, 1999). Dado que para estas galaxias las estrellas no son observables de manera individual lo que se analiza es el espectro compuesto de toda la galaxia: el espectro de cada estrella estará corrido al rojo por una cantidad diferente en cada caso de manera que las líneas de absorción del espectro integrado serán considerablemente más anchas que las que corresponden a una sola estrella. Suponiendo que todas las estrellas tienen el mismo espectro (suposición cuestionable), entonces el espectro observado de la galaxia será la convolución del espectro estelar con la función de ensanchamiento que representa la distribución de las velocidades de todas las estrellas a lo largo de la línea de visión. La distribución de las velocidades a partir de la cual se deriva la curva de rotación, se obtiene entonces a partir de la deconvolución del espectro de la galaxia y del espectro estelar. En la práctica este proceso requiere de una serie de suposiciones como el asumir desde un inicio una forma simple para esta distribución de velocidad como es lo es una distribución Gaussiana (e.g. Sargent et al, 1977; Tonry & Davis, 1979)

Observacionalmente se ha encontrado que las curvas de rotación de galaxias espirales suelen presentar distorsiones respecto al comportamiento descrito anteriormente. Las causas principales para este tipo de deformaciones son perturbaciones en el campo de velocidades de la galaxia observada debido a desviaciones del gas respecto al movimiento circular del mismo alrededor del centro de la galaxia. En el caso de galaxias aisladas estas desviaciones pueden ser originadas por la presencia de regiones de formación estelar importante, por estructuras como brazos espirales (Pismis 1986; Alfaro et al 2001) o barras (Christiansen & Jeffreys 1976; Marcelin & Athanassoula 1982), o bien alabeos en el disco (Noordermerr et al 2001). Sin embargo, es lógico cuestionarse la existencia de estas estructuras en un disco que no rota como cuerpo rígido. ¿Son éstas transitorias o están asociadas a perturbaciones cuasi-estacionarias? ¿En qué medida dependen del medio interestelar disipativo y en qué medida de la componente estelar no-colisional. A continuación se abordará de manera cualitativa éste y otros temas sobre la cinemática y dinámica de la estructura galáctica.

#### 1.2.3 Estructura espiral

La estructura espiral es un fenómeno complejo y es muy probable que más de un proceso sea necesario para explicar toda la estructura que se observa. Una de las razones por las cuales se han buscado mecanismos alternos para explicar los brazos espirales -diferente a aquél que postulaba que eran estructuras rígidas- es que si estas estructuras fueran rígidas, la rotación diferencial de las galaxias terminaría por enrollarlas rápidamente. Por ejemplo para una galaxia espiral como la nuestra, bastarían  $10^9$  años para enrollar su patrón espiral y hacer que sus brazos estuvieran mucho más cerrados que lo que se observa ahora. La solución a este dilema: las estrellas en los brazos espirales deben renovarse de manera permanente.

Considerando los procesos de formación estelar, una vez que una nube de gas ha formado las primeras estrellas, el gas chocado por las explosiones de supernovas comprime el gas que rodea la región de formación estelar. Esto puede a su vez detonar la formación de más estrellas de manera que la formación estelar se propague a lo largo de la nube de gas (Parker, 1973; Elmegreen & Lada, 1977; Cox, 1985; Franco, Shore & Tenorio-Tagle, 1994). La rotación diferencial de la galaxia hace que esta nube de gas progenitora junto con sus estrellas masivas y luminosas se "estire" formando parte de un segmento de brazo espiral. Una vez que este segmento de brazo es fuertemente estirado, que el gas se ha consumido y que las estrellas jóvenes y calientes han muerto, la región se reintegra de nuevo al disco subvacente. Es claro que este modelo de formación estelar auto-propagada en forma de brazo espiral sólo puede sostenerse si el ritmo con que las estrellas nacen (en particular las masivas) se regula de tal manera que éstas no se desvanecen por completo ni el disco se "enciende" en su totalidad. Una explicación satisfactoria para tal mecanismo fue dada por Bertil Lindblad en 1963 cuando formuló la hipótesis de que a gran escala la estructura espiral puede ser sostenida de manera cuasi-estacionaria si es el producto de la manifestación de ondas de densidad que van comprimiendo el gas a su paso independientemente del movimiento de éste y de las estrellas (Lindblad, 1963). Esta onda de densidad estaría entonces desacoplada del movimiento de las partículas individuales (gas y estrellas) así como las ondas de sonido se propagan en un gas ordinario. La hipótesis de la estructura espiral cuasi-estacionaria fue adoptada como el punto de partida para desarrollar cuantitativamente la teoría de ondas de densidad (Lin & Shu, 1964, 1966; Kalnajs, 1973). Dada la naturaleza ondulatoria de esta hipótesis a gran escala, la dinámica del disco debe estar dominada por un número pequeño de modos espirales globales. En este contexto, un "modo" se define como una onda estacionaria que puede ser soportada por el disco y está relacionada con

una perturbación de densidad de forma espiral y un campo gravitacional que rota de manera rígida alrededor del centro de la galaxia a una frecuencia dada (Bertin, 2000).

La pregunta sería entonces saber por qué la concentración en densidad de las estrellas del disco tiende a formar ondas espirales. El proceso real involucra la relación entre varios factores dinámicos, sin embargo aún desde el punto de vista cinemático un disco galáctico es un sistema oscilatorio con tendencia a presentar perturbaciones en forma de onda, en particular se puede demostrar que las órbitas estelares en un disco galáctico pueden " dibujar" un patrón espiral llamado "espiral cinemática" (Sparke & Gallagher, 2000).

La teoría de ondas de densidad de la estructura espiral está basada en la premisa de que la atracción gravitacional mutua entre estrellas y nubes de gas a diferentes radios puede echar a andar la formación de esta espiral cinemática y provocar que dicho patrón crezca y de lugar a su vez a una perturbación gravitacional con esta misma forma. Esta estructura espiral crecerá únicamente si las estrellas responden a su potencial gravitacional reforzando este patrón. Cuando la estrella siente una perturbación con frecuencia similar a la de su epiciclo, su órbita se ve seriamente afectada, entrando en resonancia con esta perturbación. El análisis de este escenario lleva a determinar las velocidades angulares de las partículas, para las cuales éstas últimas entran en resonancia con la perturbación. En general, una partícula entrará en resonancia con una perturbación con velocidad  $\Omega_p$ , si la velocidad angular de su centro guía  $\Omega$  es tal que :

$$\Omega = \Omega_p + \frac{\kappa}{m} \tag{1.11}$$

Tanto  $\Omega$  como  $\kappa$  dependen del potencial de la galaxia.  $\Omega_p$  es la velocidad del patrón espiral.

Si m = 2 en la ecuación (1.11), la resonancia se conoce como resonancia interna de Lindblad; si m = 4, la resonancia se conoce como resonancia 4:1, o resonancia ultra armónica (UHR) (Contopoulos, 1988). Si m = -2 en (1.11), la resonancia se conoce como resonancia externa de Lindblad. Si  $m = \infty$ , el centro guía de la partícula y el patrón de la perturbación rotan con la misma velocidad angular. Es decir:

$$\Omega = \Omega_p \tag{1.12}$$

El radio de la órbita en la cual una partícula cumple con la ecuación (1.12) se conoce como radio de corrotación  $R_{corr}$ .

De este modo, vemos que una manera de encontrar  $\Omega_p$  para cierta galaxia, es determinar el radio de corrotación de la misma, situarlo en su curva de rotación ( $\Omega vs. R$ ) y encontrar la velocidad de rotación que le corresponde como se mostrará en la subsección 1.2.5.

En un tratamienro riguroso, la presencia de la perturbación periódica afecta el movimiento estelar agregando un término de "forzamiento" (forcing) a las ecuaciones epicíclicas (Binney & Tremaine, 1987). La manera en que estos movimientos forzados de las estrellas afectan el potencial gravitacional del disco es complejo y en general el cálculo sólo se puede hacer para una espiral fuertemente enrollada. En este caso lo que se encuentra es que las estrellas responden para reforzar el patrón si v sólo si la frecuencia perturbadora  $m \mid \Omega_p - \Omega(R) \mid$  es menor que la frecuencia epicíclica  $\kappa(R)$ . De este modo una onda espiral contínua puede propagarse únicamente en la región entre la resonancia interna de Lindblad ( $\Omega_p = \Omega - \kappa/2$ ) y la resonancia externa de Lindblad ( $\Omega_p = \Omega + \kappa/2$ ). Las espirales con dos o más brazos siempre presentan resonancias externas de Lindblad, pero si la velocidad del patrón  $\Omega_p$  es alta es posible que no exista resonancia interna de Lindblad. Las estrellas más allá de la resonancia externa o entre dos resonancias internas encuentran que el "forzamiento"o "tirón" de la espiral es mayor que su frecuencia epicíclica  $\kappa$  de manera que no pueden responder para reforzar la espiral y la onda se desvanece. De este modo uno espera observar una espiral contínua únicamente en la región entre las resonancias interna y externa de Lindblad.

La hipótesis de la estructura espiral cuasi-estacionaria sostiene que el potencial gravitacional asociado con la estructura espiral (en particular la de gran diseño) es aproximadamente estacionario en un sistema de referencia rotacional adecuado. Es importante tener en cuenta el prefijo "cuasi" de esta hipótesis ya que si el potencial se considera estrictamente estacionario, la hipótesis deja de tener sentido alguno. En realidad la morfología global del patrón no cambia significativamente a lo largo de uno a dos periodos de rotación del disco pero es susceptible de evolucionar de manera lenta respecto a los mismos. Es importante señalar también que la teoría modal para explicar la naturaleza cuasi-estacionaria de la estructura espiral sólo es válida a gran escala. La componente gaseosa del disco alrededor de esta estructura es susceptible de sufrir modificaciones transitorias que evolucionan rápidamente. Del mismo modo no hay que olvidar que la teoría de la estructura cuasi-estacionaria es ante todo un acercamiento semi-empírico corroborado por una cantidad considerable de observaciones (Bertin & Lin, 1996).

Si bien la teoría modal de ondas de densidad es ampliamente aceptada, a lo largo de los años han surgido otras teorías para explicar la formación y sobretodo la permanencia de estas estructuras. En este sentido, Toomre introdujo la idea de la amplificación "de vuelo" (*"swing amplification"*) (Toomre, 1981) en la cual las ondas de densidad de corte (*shearing*) son las fuerzas principales que llevan a la formación de estructuras espirales en los discos galácticos (ver Apéndice I).

Según un trabajo reciente de Fuchs, estas teorías no son excluyentes sino que al contrario, pueden ser unificadas bajo un mismo esquema ya que tanto el flujo de corte (*shear flow*) y las vibraciones epicíclicas comparten el mismo sentido de rotación en cualquier galaxia de disco cuyo momento angular disminuye conforme R aumenta. Es precisamente esta coincidencia la que hace posible que un patrón abierto de vibraciones epicíclicas entre en resonancia con un flujo de corte. Lo único que se necesita es establecer "comunicación" entre ambas componentes y esto puede ocurrir gracias a la presencia de auto-gravedad en el disco (Fuchs, 2001).

#### 1.2.4 Barras

Al igual que el patrón espiral, las barras no son figuras estáticas sino que rotan con cierta velocidad de patrón  $\Omega_p$ . Sin embargo a diferencia de los brazos espirales las barras no son ondas de densidad: la mayoría de sus estrellas permanecen siempre dentro de la barra. Al interior de una barra, las estrellas y el gas ya no siguen órbitas cuasi-circulares sino que siguen órbitas que se cierran sobre sí mismas para un observador que rota junto con la barra.

Se cree que las barras pueden canalizar el combustible hacia el centro de las galaxias espirales (fueling). El gas en el disco de una galaxia puede desplazarse hacia el centro de la misma únicamente si puede perder parte de su momento angular: en presencia de una barra, las fuerzas gravitacionales asimétricas producidas por la misma ayudan a que este proceso ocurra. En muchas galaxias barradas se observan franjas de polvo en la parte del borde de la barra que "lleva" (leads) la rotación de la misma. Simulaciones numéricas del flujo del gas hacia el centro de una galaxia demuestran que dentro de la barra, el gas se mantiene cerca de las órbitas de las estrellas. Sin embargo en los extremos de la barra el flujo de gas converge rápidamente y la presión del mismo se vuelve importante formándose un choque que comprime al gas y al polvo hacia el borde de la barra que "lleva" la rotación. En este choque, el gas pierde parte de la energía en forma de calor "cavendo" a una órbita más cercana del centro de la galaxias. Esta disipación de energía continúa hasta que el gas encuentra órbitas más redondas que yacen perpendiculares a la barra. En este punto el flujo hacia adentro se detiene y el gas se apila en un anillo central (Sparke & Gallagher 2000). El proceso que hace que este gas caiga finalmente al centro de la galaxia resulta poco claro y algunos autores invocan la presencia de una segunda barra aún más pequeña y perpendicular a la primera que permita que el gas siga fluyendo a hasta los parsecs más internos (Shlosman, Frank & Begelman 1989).

Actualmente la dinámica al origen de la formación de barras tiene un fuerte apoyo de las simulaciones numéricas donde el halo de materia oscura, su distribución y sus características juegan un papel importante. Trabajos recientes señalan que las galaxias espirales con un halo masivo tardan más en formar una barra, sin embargo ésta tiende a ser más alargada que las barras que se forman en galaxias con discos masivos (Athanassoula, 2003).

#### 1.2.5 Velocidad de patrón $\Omega_p$

Aunque en algunas galaxias barradas el patrón espiral parece ser una continuación de la barra central, por lo general esta dos estructuras no están acopladas y cada una de ellas tiene una velocidad de patrón  $\Omega_p$  distinto. Observacionalmente resulta muy complicado determinar esta velocidad para cualquiera de estas dos estructuras. Como se mencionó en la sección anterior, una manera de abordar este problema es determinar el radio de corrotación y medir su velocidad de rotación. Para poder situar el radio de corrotación, se parte de las predicciones teóricas que tratan de la influencia que tiene cada una de las resonancias sobre la morfología de una galaxia. Resuniendo parte del análisis que realizan Lynden-Bell y Kalnajs (1972) podemos establecer lo siguiente:

Se divide la galaxia en cuatro regiones a lo largo de su radio. La región I es aquella que va del centro (R = 0) hasta el radio al que se encuentra la resonancia interna de Lindblad  $(R_{ILR})$ . La región II comprende la zona entre  $R_{ILR}$  y el radio de corrotación,  $R_{corr}$ . La región III se sitúa entre  $R_{corr}$  y el radio al cual se encuentra la resonancia externa de Lindblad,  $R_{OLR}$ . Finalmente, la región IV va de  $R_{OLR}$  hasta el límite de la galaxia.

#### Patrón espiral

En el caso de un patrón espiral, el análisis de la dinámica en la región I indica que en esta región el patrón tiende a destruirse. En la región II, el patrón es reforzado, al igual que en la región III. En la región IV, el patrón tiende a destruirse. Siguiendo la lógica de este análisis resultaría imposible encontrar  $R_{corr}$  pues, en principio, no existiría una característica morfológica particular en la estructura del patrón que permitiera determinarlo.

Sin embargo, en un estudio semi-analítico de la formación de choques a lo largo de la espiral Roberts Jr, Roberts & Shu (1975) establecieron una serie de criterios que permiten determinar  $R_{CORR}$  a partir de la influencia particular que ejerce la naturaleza del radio de corrotación  $\Omega_p = \Omega_{CORR}$  sobre tres trazadores fácilmente observables: la estructura espiral prominente, el disco "fácilmente" visible y la distribución de las regiones HII en la curva de rotación de una galaxia espiral. Estos autores poponen entonces escoger la velocidad del patrón  $\Omega_p$  tal que el radio de corrotación coincida con la extensión radial de estos tres trazadores, o bien con un promedio representativo en el caso en que los trazadores difieran en extensión de manera importante el uno respecto al otro. Un ejemplo de este método se presentan en la Figura 1.8.

El patrón espiral de una galaxia puede caracterizarse a partir de la manera en que rota, con la punta de los brazos apuntando en la dirección en que rota la galaxia (*"leading"*, i.e. brazos que llevan el movimiento del patrón) o bien con la punta de



FIGURA 1.8: Ejemplo de la aplicación del método de Roberts Jr, Roberts & Shu (1975) para determinar el radio de corrotación para NGC 157 a partir de tres trazadores: la estructura espiral prominente, el disco "fácilmente" visible y la distribución de las regiones HII en la curva de rotación original. Las curvas trazadas corresponden a distintos modelos de masa para un disco en equilibrio donde  $n_T$  es el número de modelo de Toomre para un sistema auto-gravitante, axisimétrico y altamente aplanado (Toomre 1963).

TESIS CON	
FALLA	DEORIGEN

los mismos apuntando en la dirección opuesta a la rotación ("trailing", i.e. brazos que son arrastrados por el movimiento del patrón). Observacionalmente el sentido de rotación de los brazos no es fácil de determinar pues antes que nada se debe establecer el lado de la galaxia que está más cerca del observador. Esta orientación suele determinarse a partir de los efectos del polvo que oscurece la emisión del gas y estrellas que se encuentren detrás del mismo llamado "criterio de franjas de polvo primarias" (primary dust band criterion - Hubble, 1943; Pasha & Smirnov, 1982). Según este criterio, el lado del disco galáctico para el cual se observa una banda oscura de material absorbedor contra la región nuclear y brillante de la galaxia indica el lado del disco más cercano al observador. Este criterio requiere sin embargo que la galaxia esté suficientemente inclinada para que las partes externas del disco visible se superpongan con las partes centrales. A partir de las observaciones se sabe que la mayoría de las galaxias espirales tiene un patrón "trailing". Las galaxias con brazos leading son poco comunes (Pasha, 1982) y en algunos casos la determinación del sentido de rotación de estas últimas resulta dudosa. La teoría dinámica detrás de este tipo de brazos apunta sobre todo hacia la formación de un sólo brazo "leading" producto de un encuentro con otra galaxias (Thomasson, 1989) la cual se discutirá en el próximo capítulo. Según Sparke y Gallagher (2001), la razón por la cual los discos tienden a desarrollar espirales "trailing" en vez de "leading" es de índole energética. Cuando el patrón espiral tiende a ser arrastrado (i.e. trailing"), las partes internas del disco ejercen una torca en el disco externo por lo cual hay transferencia de momento angular hacia fuera de la galaxia permitiendo que el material a radios pequeños se deplace todavía más hacia el centro. Este proceso lleva a una disminución de la energía rotacional del disco. Por el contrario para producir un brazo "leading", un disco requeriría de una fuente externa de energía, por ejemplo el paso de una galaxia TESIS CON FALLA DE ORIGEN cercana.

#### Barra

En el caso de una barra, un análisis similar al del caso del patrón espiral da como resultado las mismas tendencias de destrucción o reforzamiento según la región en que se localice la órbita. Sin embargo, en este caso, interviene además la dirección que adquieren las órbitas respecto a la barra en cada región (Huntley et al, 1978). Para órbitas en la región II, el eje mayor de las órbitas es paralelo al eje mayor de la barra y, por lo tanto, tienden a reforzar el patrón. Para órbitas en las regiones I y III, el eje mayor de las órbitas es perpendicular al eje mayor del patrón y tiende, entonces, a destruírlo. En los casos en que  $\Omega_p$  es grande, los modelos de Huntley y colaboradores encuentran que no hay resonancia interna y los ejes mayores de todas las órbitas de las partículas al interior de  $R_{corr}$  son paralelos al eje mayor de la barra. Vemos así que en el caso de una barra, el patrón tiende definitivamente a reforzarse en la región II y a destruirse en las regiones I y IV. La ambigüedad surge en el caso de la región III donde coexisten fenómenos que tienden tanto a destruir como a reforzar el patrón. En este sentido, la determinación del radio de corrotación en una galaxia de disco barrada sigue siendo polémica.

Existen resultados teóricos que sugieren que el extremo de las barras coincide con el radio de corrotación. Por ejemplo, en el trabajo de Huntley et al (1978) se demuestra, vía cálculos hidrodinámicos, que las barras se extienden hasta el radio de corrotación. Sellwood (1981) utiliza simulaciones numéricas para estudiar la evolución de discos inestables en presencia de una barra partiendo de las teorías de Lynden-Bell (1979), Contopoulos (1980) y Toomre (1981), encontrando también que las barras terminan en la cercanía de  $R_{corr}$ . Sin embargo, otros autores sitúan el extremo de la barra en una resonancia distinta a la corrotación. Sanders (1977) estudia numéricamente la respuesta del gas en una galaxia de disco frente a distorsiones de forma ovalada. A través de este estudio hidrodinámico encuentra que, ante este tipo de perturbación, el gas en la galaxia responde formando una barra de material al interior del radio de la resonancia interna de Lindblad,  $R_{ILR}$ .

Otros métodos para determinar  $\Omega_p$  en el caso de barras recurren a la asociación de anillos en el disco de la galaxia con las resonancias junto con el uso de la curva de rotación permiten la estimación de la velocidad de patrón de barras (Elmegreen, 1996). Athanassoula (1979, 1980) encuentra formación de anillos y pseudo-anillos en  $R_{OLR}$  y/o en  $R_{corr}$  para galaxias de disco con barras o distorsiones ovaladas. Del mismo modo, Schwarz (1979, 1981) encuentra en la mayoría de sus modelos de galaxias barradas que los anillos exteriores se sitúan justo afuera de  $R_{OLR}$  y y los anillos internos justo al interior de  $R_{corr}$ . A partir de estos resultados es posible situar de una manera aproximada el radio de corotación en galaxias barradas que presenten anillos y, de este modo, estimar la velocidad angular del patrón  $\Omega_p$  si se conoce la curva de rotación de la galaxia en cuestión. Cabe aclarar, sin embargo, que en el caso de galaxias no barradas con anillos dicho argumento carece de validez pues parece ser que para este tipo de galaxias, la formación de anillos no está conectada con las resonancias (Athanassoula et al, 1982).

Es un hecho que la determinación de  $\Omega_p$  a partir de situar el radio de corrotación en la curva de rotación de una galaxia de disco presenta, como primera dificultad, el hecho de que no existe un criterio absoluto para encontrar  $R_{corr}$ . Esto se debe a que la determinación de este último a partir de la morfología de la galaxia estudiada depende del modelo dinámico que se considere. Ejemplos de este tipo de incertidumbres pueden encontrarse en trabajos sobre galaxias barradas como el de Duval et al (1991) en el óptico y el de Sancisi et al (1979) en radio. Por esta razón han surgido esfuerzos por determinar  $\Omega_p$  utilizando otros métodos. En este rubro Tremaine & Weinberg (1984) encuentran un método cinemático para determinar la velocidad el patrón en galaxias de disco barradas a partir de la densidad de luminosidad de un trazador asociado al patrón y la velocidad radial asociada, ambas correspondientes a una franja de la galaxia estudiada.

#### 1.2.6 Rotación fuera del plano: gas extraplanar

Como se mencionó en la sección 1.1.1, en algunas galaxias espirales se ha detectado una capa de gas ionizado a algunos kiloparsecs del plano medio galáctico. Una de las galaxias de canto para la cual se ha estudiado esta componente es NGC 891. Esta galaxia es similar a nuestra Galaxia en tipo morfológico (Sb), luminosidad óptica y velocidad de rotación ( $V_{rot} = 225 \ km/s$  - van der Kruit, 1984; Rupen 1991; Swaters et al, 1997). Se le ha observado un halo luminoso en longitudes de onda de radio con una altura de escala de 2.7 kpc (Allen et al, 1978), un halo extenso en  $H_{\alpha}$ , así como emisión difusa en rayos X rodeando al disco con una extensión radial de alrededor de 6.5 kpc (similar a la extensión de los halos tanto en radio como en  $H_{0}$ ) y una temperatura de  $3.6 \times 10^6 K$  (Bregman & Pildis, 1994). En esta galaxia se ha observado también la existencia de polvo extraplanar (Howk & Savage, 1999). En cuanto al halo en HI que se observa. Swaters et al (1997) encuentran que el gas parece rotar entre 25  $km s^{-1}$  y 100  $km s^{-1}$  más lento que el gas en el plano. Si esta diferencia en velocidades se debe al gradiente en el potencial gravitacional de la galaxia, puede servir para discriminar entre modelos de masa de disco o esferoidales. Entre una altura de 1 kpc a 4.5 kpc, se observa un aumento de 30 km s<sup>-1</sup> en la velocidad radial medida, lo que implica una disminución en la diferencia  $V_{plano} - V_{extrp}$ . Si dicha diferencia reflejara la velocidad de rotación de la galaxia,  $V_{rot}$  estaría aumentando de 0 a 1 kpc y disminuyendo a z mayores. Rand (1996, 1997) publicó varios trabajos donde además de observar y modelar la ionización de esta capa de gas, se presentaban velocidades radiales observadas a varios kiloparsecs del plano galáctico para galaxias espirales vistas de canto. Este autor propone un modelo geométrico del ciclo discohalo en el cual el corrimiento de la velocidad se debe a una combinación de una disminución real en  $V_{rot}$  y de la migración radial del gas donde ambos efectos están acoplados a través de la conservación de momento angular. Es importante señalar, como lo hace el mismo autor, que el modelo anterior es meramente ilustrativo para dar una idea de la importancia relativa de cada uno de los efectos.

#### 1.2.7 Movimientos no circulares

La aproximación del movimiento de los elementos del disco a un movimiento estrictamente circular es precisamente eso, una aproximación. Para estudios más detallados, las órbitas estelares pueden seguirse considerando bajo esta primera aproximación, sin embargo éste no siempre es el caso para el gas del disco. Existen casos en los cuales el gas presenta movimientos radiales y/o verticales importantes ya sea debido a la presencia de estructuras como brazos espirales y barras, a explosiones de supernovas, vientos estelares fuertes o campos magnéticos, o bien a la presencia de

FALLA DE ORIGEN

agentes externos como galaxias cercanas. El efecto que pueden tener este tipo de movimientos en la determinación de curvas de rotación obtenidas partir del gas se analizan en trabajos como los de Warner, Wright & Baldwin (1975), van der Kruit & Allen (1978) y Bosma (1978). Algunos de estos efectos se presentarán en detalle en el Capítulo 3, sección 3.5.4.

#### 1.3 Masa en galaxias espirales

Para poder modelar la estructura, dinámica y evolución de una galaxia espiral es necesario definir la cantidad y la distribución de materia en estos objetos. El hecho de que además las galaxias parezcan estar rodeadas de grandes cantidades de materia oscura hace que la correcta determinación la masa de una galaxia así como la distribución de la misma, sea un objetivo esencial en la dinámica y evolución galácticas. Actualmente ésta es una de las áreas de mayor interés en Astrofísica pues la materia oscura se invoca de manera recurrente en el contexto de la Cosmología. Sin embargo la evidencia convincente de su existencia se deriva sobretodo de estudios a escalas galácticas mucho menores como se verá en esta sección.

Las masa típicas de galaxias espirales, considerando materia bariónica y materia oscura, se encuentran entre  $10^9 - 10^{12} M_{\odot}$  con escalas de  $1 - 30 \ kpc$  para la parte visible y de  $10 - 300 \ kpc$  considerando el halo de materia oscura. Las velocidades de rotación de una galaxia van de 50 a 500  $km \ s^{-1}$  de manera que las escalas de tiempo dinámico en estos sistemas son del orden de  $10^8 - 10^9$  años. En cuanto a la luminosidad de cada componente, para la Vía Láctea se tiene por ejemplo  $L \approx 15 - 20 \times 10^9 \ L_{\odot}$  para el disco y alrededor de  $6.0 \times 10^{10} \ M_{\odot}$  para la masa en estrellas. Para el bulbo,  $L \approx 5 \times 10^9 \ L_{\odot}$  y la masa en estrellas  $2.0 \times 10^{10} \ M_{\odot}$ , mientras que para el halo de materia luminosa la masa en estrellas se encuentra alrededor de  $5 \times 10^9 \ M_{\odot}$ .

#### 1.3.1 Cociente masa-luminosidad (M/L) en galaxias espirales

En Astronomía Extragaláctica es poco usual trabajar únicamente con la luminosidad de una galaxia ya que en realidad ésta no contiene información suficiente para ser un buen punto de referencia en la comparación con sistemas similares. Por esta razón junto con la masa de una galaxia se suele determinar el valor del "cociente masa-luminosidad" M/L. Este se define como la masa de una galaxia (en masas solares) entre la luminosidad de la misma en cierta banda (en luminosidades solares). Es obvio que para el sol, M/L = 1 en cualquier banda.

Dependiendo de la manera en que se estiman tanto la masa como la luminosidad, se definen distintos tipos de cociente masa-luminosidad.

El cociente masa-luminosidad estelar,  $(M/L)_{\star}$ , indica cuánta luz (en cierta banda) produce una distribución dada de estrellas. Este cociente está asociado con la historia de formación estelar del disco de una galaxia y suele determinarse considerando modelos de síntesis de población estelar (cf. Bell & De Jong, 2001).

El cociente masa-luminosidad dinámico al interior de cierto radio R,  $(M/L)_{din}(R)$ , se obtiene ,como su nombre lo indica, a partir del análisis dinámico del sistema. En este caso se considera tanto la masa como la luminosidad al interior de cierto radio R. El valor de la masa al interior de dicho radio se determina a partir de la curva de rotación de la galaxia considerada, i.e., a partir de la velocidad de rotación de dicha galaxia al radio R, mientras que la luminosidad que se considera es la luminosidad al interior del mismo radio R obtenida a partir de la distribución del brillo superficial.

Finalmente el cociente masa-luminosidad total,  $(M/L)_{total}$ , es aquel que toma en cuenta toda la galaxia incluyendo el halo de materia oscura en su totalidad. La luminosidad considerada es la luminosidad de toda la materia bariónica al interior de dicho halo mientras que la masa del halo de materia oscura se obtiene a partir de modelos cosmológicos de formación de estructura que precisen el tamaño y la masa de dichos halos (cf. Navarro, Frenck & White, 1996) o bien a partir del estudio de galaxias satélites alrededor de galaxias espirales (Zaritsky & White, 1994).

#### 1.3.2 Estimación de $M \neq M/L$ para galaxias espirales

Existen diversos métodos para determinar la masa y el cociente masa-luminosidad de una galaxia espiral. Para la mayoría de éstos, lo que se requiere es el argumento unidimensional que se basa en igualar la fuerza centrípeta que experimenta una partícula en una órbita circular de cierto radio R con la fuerza gravitacional que sobre ella ejerce cierta distibución de masa, resultando así la siguiente expresión:

$$M(R) \sim V^2 \times R/G,\tag{1.14}$$

A continuación se presenta una breve descripción de algunos métodos para estimar la masa y el cociente masa-luminosidad de galaxias espirales.

#### Curvas de rotación

Las curvas de rotación reflejan el movimiento a mediana y gran escala del gas y estrellas en una galaxia al verse sometidos a cierto potencial, el cual está dado por la distribución de masa global. Por esta razón, las curvas de rotación son muy útiles para explorar y estimar la distribución de masa en galaxias espirales y utilizando en primera aproximación la ecuación (1.14). Cómo se vio en la sección 1.2.2, la mayoría de las curvas de rotación suelen ser planas a radios grandes. Estudios basados en curvas de rotación sugieren un  $M/L \sim 20 - 30$  con alrededor del 75% de la materia contenida aparentemente en el halo de materia oscura (Rubin, Ford & Thonnard,

\$1.3.2Estimación de masas



FIGURA 1.9: Perfil integrado de la línea de emisión del hidrógeno neutro para la galaxia espiral NGC 7331. La flecha negra indica la velocidad sistémica de esta galaxia (tomado de Sparke & Gallagher, 2000).

1978; van Albada et al, 1985; Burstein & Rubin, 1985; Bahcall & Casertano, 1985; Carignan & Freeman, 1985; Kent, 1986).

#### Ancho de la línea de emisión del hidrógeno neutro (21 cm)

La velocidad de rotación máxima para una galaxia de disco puede obtenerse a partir de observaciones del hidrógeno neutro de una galaxia utilizando un radiotelescopio (una antena) con un "beam" suficientemente grande como para incluir todo el gas neutro y poder medir cuánto gas se tiene a cada velocidad (Figura 1.9). Teniendo una idea aproximada del radio total de la galaxia observada y habiendo determinado la velocidad máxima de rotación el gas a partir del perfil de la línea de 21 cm, se utiliza la ecuación (1.14) para obtener una aproximación de la masa de la galaxia al interior del radio  $R_{max}$  donde  $V = V_{max}$ .

#### Cinemática de cúmulos globulares y de galaxias satélites

Los cúmulos globulares pueden servir como partículas de prueba del potencial del halo de una galaxia a partir de la observación de su dispersión de velocidades y su velocidad radial promedio (Hesser, Shawl & Meyer, 1986). Del mismo modo, las galaxias satélites que rodean a galaxias espirales masivas pueden servir como partículas de prueba en el halo de la galaxia principal. Sin embargo son pocos los sistemas ricos en galaxias satélites y la observación de la cinemática de uno o dos satélites no restringe lo suficiente el espacio de parámetros libres para determinar la masa del halo oscuro sin hacer uso de hipótesis sobre la isotropía de las velocidades de las galaxias satélites y la forma de sus órbitas (Zaritsky et al 1993; Zaritsky & White 1994). Un ejemplo poco común de sistemas donde este método es factible es la galaxia elíptica NGC 720 con seis compañeras físicas de menor tamaño (Dressler,
Schechter & Rose, 1986).

### Galaxias binarias

Diferencias entre las velocidades radiales entre pares de galaxias así como su distancia proyectada en el cielo han sido estudiadas estadísticamente por varios autores (Page, Dahn & Morrison, 1961; Blackman & van Moorsel, 1984; Karachentsev, 1985; Schweizer, 1987b), los cuales a partir de ciertas suposiciones sobre la excentricidad intrínseca de las órbitas de estos pares estiman tanto su masa como su M/L. Sin embargo dada la naturaleza estadística de este método y las diferentes suposiciones que se hacen sobre las órbitas en cuestión, la masa total que se determina para cada par puede variar hasta por un orden de 2. Este método y los trabajos que se han realizado con el mismo se presenta con mayor detalle en el Capítulo 2, sección 2.3.3.

### Dispersión de velocidades en grupos y cúmulos de galaxias

A partir de las velocidades sistémicas de las galaxias en el Grupo Local y utilizando el teorema del virial (2T + U = 0, donde T es el promedio temporal de la energíacinética total del sistema la cual se obtiene a partir de la dispersión de velocidades  $\sigma_V$  de cada miembro del grupo o cúmulo, y U es el promedio temporal de su energía potencial total), se ha estimado que la masa del Grupo Local se encuentra entre  $2-7 \times 10^{12}~M_{\odot}$  (Humason & Wahlquist, 1955). Del mismo modo para grupos pequeños y cúmulos de galaxias se han derivado masas viriales de alrededor de  $10^{13}$   $M_{\odot}$  (Burbidge & Burbidge, 1961; Geller & Huchra, 1983; Barnes, 1984, 1985; Briggs, 1986) Es importante señalar que para utilizar este método se hacen varias hipótesis y aproximaciones importantes. En primer lugar se supone que el sistema estudiado es un sistema aislado, atado gravitacionalemente y en equilibrio; en segundo lugar y considerando que lo único que puede medirse es la dispersión de velocidades  $\sigma_V$  en una dirección, se supone la equipartición de la energía cinética de traslación; si bien para estimar la energía potencial del sistema se deben conocer la separación entre cada miembro del sistema y su posición respecto al centro de masa del sistema, observacionalmente sólo pueden medirse las separaciones proyectadas en el plano del cielo; finalmente se debe considerar que los valores que se derivan observacionalmente para  $T \neq U$  se miden en un momento dado, por lo que el sistema no está necesariamente virializado.

### Supercúmulos

Si los supercúmulos son efectivamente sistemas ligados, esto requiere que su masa sea de  $10^{16} - 10^{17} M_{\odot}$  dentro de un radio de 30 - 50 Mpc (Abell, 1961). Esto resulta en un valor de M/L en la banda V entre 100 - 400 para este tipo de sistemas (Dekel



& Shaham, 1980; Ford et al, 1981; Peebles, 1986; Bahcall & Comenford, 2002 y referencias ahí citadas).

# 1.3.3 Materia oscura y distribución de masa en galaxias espirales

El hecho de que las curvas de rotación no decrezcan de forma kepleriana a radios mayores que el óptico hace ver que contrariamente a lo que traza la materia luminosa. la mayor parte de la materia en una galaxia espiral no se encuentra en su centro. En la década de los 70 y a inicio de los años ochentas, este comportamiento llevó a lanzar la hipótesis de que las galaxias espirales tenían grandes cantidades de materia no-visible u oscura (Rubin, Ford & Thonnard, 1978; Bosma & van der Kruit, 1979; Burstein et al, 1981; Bosma 1981; Rubin, Thonnard & Ford 1982; Rubin 1983). Estudios actuales indican que las galaxias espirales contienen efectivamente halos de materia oscura. La forma de estos halos no es conocida pero se cree que puede ser esferoidal. En cuanto a la naturaleza de la materia oscura, el tema es mucho más delicado. Si bien una fracción de la materia oscura detectada puede explicarse por la presencia de materia bariónica difícil de detectar como planetas, enanas cafés o agujeros negros compactos en los halos de las galaxias de disco (MACHOs - Alcock et al, 2001; Milsztajn & Lasserre, 2001)), la enorme fracción de materia oscura que parece haber en el Universo (> 80%) parece implicar necesariamente la existencia de materia oscura no bariónica cuya naturaleza involucra las investigaciones más recientes en la física de partículas.

Una vez establecida la existencia de un halo de materia oscura resulta lógico preguntarse cuánta masa debe asignarse a este halo y con qué distribución. Esto lleva a un procedimiento conocido como descomposición halo-disco de la curva de rotación (Figura 1.10).

El problema queda mejor ejemplificado en el caso de galaxias Sc para las cuales el bulbo (y por lo tanto su contribución a la distribución de masa) puede considerarse despreciable. Lo que se busca es dividir la curva de rotación observada en dos contribuciones de manera que  $V_{rot}^2 = V_{disco}^2 + V_{halo}^2$  donde  $V_{rot}$  es la velocidad de rotación observada, i.e.. la dada por la curva de rotación.  $V_{disco}$  se obtiene a partir de la masa inferida a través de la fotometría del disco observada y suponiendo un cociente masa-luminosdiad del disco  $(M/L)_D$  determinado donde  $(M/L)_D = (M_* + M_{gas})/L \simeq M_*/L$ . El perfil de luminosidad (i.e. brillo superficial) está relacionado con la forma de esta componente mientras que  $(M/L)_D$  está relacionado con la escala o amplitud de dicha contribución. La diferencia entre la curva de rotación observada y la contribución del disco se atribuye entonces a la presencia del halo de materia oscura  $V_{halo}$ . Evidentemente el parámetro  $(M/L)_D$ , no





FIGURA 1.10: Descomposición de la curva de rotación observada para una galaxia de disco considerando la contribución del disco de estrellas ("STARS"), la contribución del disco de gas neutro ("HI") y la contribución del halo de materia oscura ("HA-LO"). Para esteúltimo se consideraron distintos modelos los cuales se detallan en el Capítulo 3, sección 3.7 Gráficas tomadas de Blais-Ouellette, Amram & Carignan (2001).





a cierto radio,  $V_{disco}$  fuera mayor que  $V_{rot}$ . Este valor máximo para  $(M/L)_D$  suele estar restringido por las partes internas de la curva como se verá más adelante en los casos particulares presentados en esta tesis. La visión conservadora del problema de la masa faltante tiende entonces a buscar este valor máximo de  $(M/L)_D$  para minimizar la contribución de la materia no-visible. Esto lleva a escoger lo que se conoce como las "solución del disco máximo" para la descomposición halo-disco. Desde el punto de vista dinámico es posible tener soluciones con un valor menor para  $(M/L)_D$  y con un halo oscuro más "pesado". De hecho no existe ninguna razón dinámica por la cual la solución de disco máximo sea preferida por la Naturaleza (Bertin & Lin, 1996). Actualmente tanto las observaciones como las simulaciones numéricas parecen indicar que las galaxias más masivas tienden a poseer discos con una fracción importante de la masa total, i.e. discos máximos, mientras que sistemas menos masivos presentan una fracción considerable de materia oscura (Bosma, 2002). Por otro lado como se vio en la sección 1.2.2, las curvas de rotación observadas presentan un comportamiento "estándar" y son tales que en sus partes internas parecen depender mayormente de la distribución de masa del disco y en sus partes externas de la distribución el halo de materia oscura. Esto lleva entonces a suponer una sintonía (o "conspiración") entre las componentes visible y oscura que explique este comportamiento estándar, la cual puede ser de origen primordial.

# 1.4 Relación Tully-Fisher

Considerando la velocidad máxima de rotación para galaxia espirales se ha encontrado que en promedio las galaxias más brillantes rotan más rápido. En 1977, Tully y Fisher encontraron que la velocidad de rotación de una galaxia de disco aumenta con su luminosidad en la banda B siguiendo aproximadamente la relación  $L_B \propto V_{rot}^{\alpha} max$ con  $\alpha \sim 3$ ; esta relación se conoce como la "relación Tully-Fisher" (TF) (Tully & Fisher 1977). Los valores observados se ajustan mejor a una curva dada cuando la luminosidad se mide en el rojo o en el infrarrojo. Dada la correlación que establece, la relación Tully-Fisher es un método utilizado ampliamente para medir distancia a galaxias (e.g. Tully & Fisher 1977, Pierce & Tully 1988). En otras palabras la relación TF es una correlación empírica entre la velocidad circular máxima de una galaxia  $V_{rot max}$  o el ancho del perfil integrado  $W_{max}$ , y su magnitud absoluta total en cierta banda M, de manera que  $M = A + B(logW_{max})$  (Figura 1.11).

Estos dos parámetros definen un plano de parámetros estructurales para galaxias espirales que puede a su vez reflejar la manera en que esta galaxias se formaron o bien sugerir la presencia de procesos auto-regulados de formación estelar en el disco. Existen varios modelos de formación de galaxias que predicen una correlación entre la luminosidad y la velocidad de rotación de galaxias espirales (Fall & Efstathiou, 1980; Faber, 1982; Ashman, 1992; Eisenstein & Loeb, 1996; Avila-Reese & Firmani, 2000).



FIGURA 1.11: Relación Tully-Fisher para galaxias espirales (tomada de Verheijen, 1999)

La idea básica es que la relación  $L - V_{rot}$  es producida por la relación entre la masa  $M_{halo}$  y la velocidad circular  $V_{c,halo}$  de los los halos de materia oscura donde luego se formará la galaxia visible. Para los modelos más exitosos como el  $\Lambda CDM$ , la relación  $M_{halo} - V_{c,halo}$  tiene el mismo índice  $\alpha$  para la relación TF que el determinado en trabajos recientes a partir de observaciones en el infrarrojo (Tully et al 1998; Firmani & Avila-Reese 2000). Una correlación de este tipo se espera si la luminosidad y la velocidad de rotación del disco dependen de la masa total de la galaxia (bariónica + oscura). Un modelo alternativo para explicar la TF involucra la formación de galaxias por procesos disipativos en los cuales la formación estelar -o la habilidad de la galaxias para retener el gas eyectado por las estrellas y las supernovas- es regulada por la cantidad de materia bariónica en el halo. En este modelo, la TF surge como una predicción natural con una dispersión despreciable (White, 1991; Kauffmann et al, 1993; Silk, 1995, 1997). Los residuos en la TF deben entonces reflejar fluctuaciones en la historia detallada de formación y enriquecimiento de los halos galácticos. De esa manera tanto los efectos evolutivos como los ambientales son susceptibles de modificar la forma de la TF en distintos ambientes por lo que una TF universal no es susceptible de existir. Este tema necesita ser estudiado a distintos corrimientos al rojo y considerando distintos ambientes (galaxias aisladas, pares de galaxias, grupos y cúmulos) con miras a esclarecer las implicaciones cosmológicas de las dispersiones en la relación Tully-Fisher. No sólo eso sino que además parece existir una dependencia entre la TF y la morfología de las galaxias observada. Esta dependencia fue sugerida por vez primera por Roberts (1975) recibiendo un gran apoyo por parte de Rubin y colaboradores (Rubin et al, 1985 y referencias alí citadas) quienes obtuvieron las velocidades de rotación de una muestra limitada en magnitud de 21 galaxias Sc, 23 Sb y 16 Sa. Estos autores encuentran que a una velocidad de rotación dada, las galaxias Sc son 2 magnitudes más brillantes (en la

banda B) que las galaxias Sa y 0.5 más brillantes que las galaxias Sb. Este resultado merece especial atención pues esta dependencia en morfología podría utilizarse para discutir que cualquier desviación sistemática entre la TF local y la TF observada a corrimientos al rojo intermedios se puede deber a una gran variedad de propiedades locales, medio ambiente y efectos de selección más que tratarse de un resultado de índole cosmológica.



#### Capítulo 2 : Galaxias en interacción §1.4 Tully-Fisher

TESIS CON TALLA DE ORIGEN

# Capítulo 2



# Galaxias en interacción

La interacción de galaxias es un fenómeno cada vez más estudiado en la Astronomía ya que tiene eco tanto en las teorías cosmológicas acerca del origen, formación y evolución de estos sistemas, como en el estudio de la formación, supresión o inducción de estructuras y brotes violentos de formación estelar y/o actividad nuclear en galaxias cercanas. Así mismo, los sistemas de galaxias, desde pares hasta cúmulos, constituyen laboratorios donde estudiar la distribución y comportamiento de la materia visible y la materia oscura frente a distintos tipos de perturbaciones y configuraciones gravitacionales.

El estudio de la interacción de galaxias comprende observaciones en distintas longitudes de onda y con técnicas muy variadas poniéndose especial interés en la morfología de las galaxias participantes, la distribución de su energía, su cinemática y su dinámica. Haciendo uso de los avances computacionales, el estudio de encuentros entre galaxias cuenta tambien con complejas simulaciones donde entran en juego distintos códigos numéricos para representar de la manera más precisa posible estrellas, gas y materia oscura.

En este capítulo se presentarán los distintos tipos de encuentros entre galaxias, así como una revisión de los estudios tanto observacionales como teóricos y numéricos que se han hecho al respecto. De manera más detallada se abordará el tema específico de los pares de galaxias en interacción, discutiéndose los distintos tipos de clasificación de interacciones que existen en la literatura y los catálogos disponibles; se presentarán también los resultados observacionales más recientes a distintas longitudes de onda, los modelos numéricos en boga para simular este tipo de encuentros y el papel que juega la interacción de galaxias en distintos rubros de la astrofísica actual.



FIGURA 2.1: Concentraciones de galaxias alrededor de 80 Mpc del Grupo Local -marcado con un punto negro (Hudson, 1993)

# 2.1 Sistemas de galaxias

"Nada es ajeno en el Universo." Esta frase con tintes existencialistas puede sin duda aplicarse al caso de las galaxias desde su formación hasta su estado actual. Las galaxias tienden a agruparse en pares, tripletes, grupos compactos, grupos más grandes hasta enormes cúmulos con cientos y miles de ellas (Figura 3.7).

En la mayoría de estas agrupaciones, las galaxias están separadas por grandes distancias, alrededor de 10 a 100 veces el tamaño de su diámetro. Sin embargo en unos cuantos millones de años una galaxia puede trasladarse una distancia igual a su diámetro, de manera que a lo largo de la edad del Universo ( $\sim 10^{10}$  años), es inevitable que estas galaxias se encuentren unas con otras, deformándose, distorsionándose, orbitando una alrededor de otra hasta que éstas choquen y/o se fusionen.

Cada una de estas agrupaciones es objeto de estudios particulares con el fin de analizar su origen, evolución y el futuro que les depara. A continuación se presenta una breve descripción y los resultados más relevantes de cada una de estas diferentes asociaciones de galaxias.





### 2.1.1 Cúmulos de galaxias

Alrededor del 50% de las galaxias en el Universo se encuentran en sistemas de galaxias de unos cuantos megaparsecs de diámetro. Dentro de éstos, los cúmulos de galaxias son las asociaciones más grandes. Contienen alrededor de 10<sup>3</sup> galaxias en un volumen con un radio de alrededor de ~ 5 Mpc. Dentro del megaparsec central se encuentran alrededor de 50 a 100 galaxias luminosas ( $L \ge 2 \times 10^{10} L_{\odot}$ ). Las galaxias en un cúmulo están ligadas gravitacionalmente, así mismo se ha observado que el medio intracúmulo está lleno con gas intergaláctico muy caliente (~ 10<sup>6</sup> - 10<sup>7</sup> K), el cual tambien está ligado gravitacionalmente al cúmulo. Los cúmulos más cercanos son el cúmulo de Fornax y el cúmulo de Virgo -este último con 1300 miembros catalogados. Más lejos se encuentran cúmulos más ricos com el cúmulo de Perseo, Abell 1656 y el cúmulo de Coma. Este último tiene un diámetro de alrededor de 7 Mpc, es 3-4 veces más luminoso y más denso que el cúmulo de Virgo y su parte central está poblada exclusivamente por galaxias elípticas. Por el contrario, el cúmulo de Virgo es menos denso y contiene una fracción mayor de galaxias espirales (Figura 2.2).

Como se ha señalado, la mayoría de las galaxias en un cúmulo denso son galaxias elípticas (alrededor del 70%), mientras que la fracción de galaxias espirales es muy pequeña e inferior a la fracción observada en galaxias de campo. En el centro de estos cúmulos suelen encontrarse una o dos galaxias elípticas gigantes (galaxias cD),

35

las cuales se cree son producto del canibalismo (fusiones) de galaxias circundantes más pequeñas. Este tipo de galaxias son un excelente ejemplo de dos tipos de procesos presentes durante la interacción entre galaxias. El primero de ellos es el proceso de "desnudamiento de marea" (*tidal stripping*) durante el cual, la galaxia más grande va arrancando material (estrellas y gas) de la galaxia que la orbita, dada la naturaleza extendida de esta última. Los "fragmentos" que van siendo arrancados no siempre caen en la galaxia de mayor tamaño y pueden quedarse orbitando de manera independiente en el medio intracúmulo. El segundo proceso que interviene en este tipo de canibalismo es el proceso de "fricción dinámica". Durante éste, la parte central de la galaxia pequeña -que puede aproximarse a una masa puntual Mse desplaza a través de un medio que contiene gas y estrellas. Conforme la masa M atraviesa esta envolvente, ésta deflecta las estrellas que encuentra a su paso. Estadísticamente, esta deflección resulta en un reacomodamiento de las estrellas de manera que aparece un exceso de estrellas detrás de la masa M (se dice que la presencia de esta masa "polariza" el medio ambiente que la rodea). Este exceso de masa jala a la masa M reduciendo su velocidad respecto a la distribución global de las estrellas. El efecto neto de este proceso resulta en un reacomodamiento de las estrellas del medio y en llevar la masa M hacia el centro de la galaxia de mayor masa que la incorpora conviertiéndola en una galaxia "caníbal".

Al estimar la masa de un cúmulo de galaxias a partir del teorema del virial se encuentra que la masa determinada de esta manera es alrededor de 5 veces mayor que la masa que se observa (tanto en forma de estrellas como de gas intracúmulo caliente) lo cual indica una presencia importante de materia oscura en este tipo de sistemas. El estudio de la distribución de esta materia oscura en cúmulos ha llevado a resultados contradictorios en cuanto a la conexión que pudiera existir entre el medio en el que se encuentra una galaxia espiral y la estructura y distribución de su halo de materia oscura. Algunos trabajos encuentran diferencias sistemáticas en lad curvas de rotación de galaxias espirales según el medio en el que se encuentran, las cuales podrían estar relacionadas con la estructura y distribución de su halo de materia oscura (Rubin, Ford & Whitmore, 1988), mientras que otros trabajos no encuentran una correlación tan evidente entre la forma de la curva de rotación de galaxias espirales y el medio en el que se encuentran dichas galaxias (Amram et al, 1993).

### 2.1.2 Grupos de galaxias

Los grupos de galaxias contienen alrededor de 20-40 galaxias atadas gravitacionalmente en un volumen con un radio de 0.5 a 1 Mpc. Normalmente son ricos en galaxias tardías y pobres en galaxias elípticas y galaxias SO. Nuestra Galaxia, la Vía Láctea, forma parte de un grupo de galaxias, el Grupo Local. Este contiene



FIGURA 2.3: Izquierda: Quinteto de Stefan. Derecha: Sexteto de Seyfert.

alrededor de 36 galaxias dentro de una esfera con un radio de 1 *Mpc* cuyo centro se encuentra entre nuestra Galaxia y M31 (Andrómeda). El Grupo Local consta de tres galaxias espirales (la Vía Láctea, M31 y M33) y una galaxia elíptica (M32, satélite de M31), el resto son galaxias irregulares y enanas irregulares, elípticas y esferoidales. La mayoría de estas galaxias enanas orbitan alrededor de nuestra Galaxia o de M31.

TES15	CON
FALLA DE	ORIGEN

## 2.1.3 Grupos compactos de galaxias

Los grupos compactos son agregados de cuatro galaxias o más galaxias dentro de un rango de 3 magnitudes y con un aumento en su densidad superficial de  $10^2$  a  $10^3$ veces la densidad superficial de sus alrededores (Figura 2.3). Considerados como sistemas físicos densos presentan densidades superficiales tan altas como las partes centrales (*core*) de cúmulos ricos de galaxias (brillo superficial promedio del grupo  $\geq 26.0 \text{ mag arcsec}^{-2}$ ) siendo que residen en regiones con baja densidad superficial de galaxias (Hickson 1982).

Dentro de estos grupos, las correlaciones entre morfología y densidad muestran la misma tendencia que se observa en cúmulos de galaxias: se encuentran menos galaxias espirales comparando con muestras de galaxias de campo, y la fracción de las mismas respecto al total disminuye conforme el grupo es más compacto. Sin embargo la fracción de espirales en un grupo compacto es significativamente mayor que la fracción de espirales en cúmulos de galaxias con densidad equivalente, lo que hace algunos años llevó a cuestionar la realidad física de estos grupos, cf. (Mamon 1986). Las galaxias en grupos compactos muestran separaciones proyectadas del orden de un diámetro de componente lo que da un tiempo de cruce (crossing time) de  $0.016 H_0^{-1}$ -considerando una velocidad de dispersión media de ~ 330 km s<sup>-1</sup>

(Hickson et al 1992)-, por lo que la mayoría de los grupos observados parecen ser inestables al colapso gravitacional en escalas de tiempo menores o iguales a 0.1  $H_0^{-1}$ . Algunos intentos por modelar estos grupos tanto con materia oscura como sin ella (Mamon 1986; Barnes 1989) muestran que efectivamente éstos son inestables y que coalescen en escalas de tiempo cortas. Estas escalas de tiempo cortas no son el único problema que presenta este tipo de sistemas, pues está también el hecho de que las fusiones entre los miembros del grupo deberían comenzar después de un número pequeño de tiempos de cruce. Observacionalmente se encuentra que aún cuando una fracción de los grupos compactos observados presentan signos de interacción tales como puentes y colas, cada una de las galaxias que componen el grupo es distinguible y puede asociarse con algún tipo morfológico estándar. Además las componentes elípticas de los grupos (candidatos a ser fusiones en proceso) no presentan exceso de luminosidad ni signos de fusiones pasadas tales como un exceso en el azul (Zepf & Whitemore 1991) o emisión en el lejano infrarojo (FIR) (Sulentic & de Mello Rabaca 1993). Para tratar de explicar el problema de la inestabilidad gravitacional se propuso que los grupos compactos cuyas componentes presentan corrimiento al rojo similar son meras provecciones de galaxias de campo a lo largo de un filamento de la estructura a gran escala del Universo (Mamon 2000), sin embargo esto no explica varias evidencias observacionales como el hecho de que los miembros de estos grupos presenten distorsiones tales como puentes y colas de marea (Sulentic 1997). Modelos más recientes (Athanassoula 2000) indican que la existencia de grupos puede explicarse dinámicamente si se considera un halo vivo de materia oscura común, además de los halos de cada galaxia. Al ser la población más extrema de asociaciones densas de galaxias, los grupos compactos son un sistema de galaxias único para investigar los efectos de un medio de alta densidad en la morfología, dinámica y evolución de cada unos de sus miembros, así como para probar distintas teorías de formación y evolución de estructuras a gran escala en el Universo.

### 2.1.4 Tripletes de galaxias

Los sistemas de tres galaxias adolecen del síndrome del hermano de en medio: presentan una complejidad mayor a la observada en pares de galaxias, pero su densidad no les permite ser clasificados como grupos compactos. Por esta razón, su estudio se ha visto limitado con respecto a otros sistemas de galaxias. Aún así, a la fecha se han realizado varios *surveys* de este tipo de sistemas así como estudios de su cinemática (e.g. Infante et al, 2000; Karachentseva & Karachentsev, 2000). Desde el punto de vista numérico varios han sido los esfuerzos por modelar las observaciones de este tipo de sistemas (Chernin & Mikkola, 1991; Chernin et al, 1994). Un resultado interesante que surge de este tipo de trabajos es que la formación de un triplete impone condiciones estrictas en la cantidad de materia oscura presente en el sistema así como su distribución ( Chernin, Ivanov & Trofimof, 1989; Aceves, 2001). Este es un problema presente y a la fecha sin respuesta en el estudio de todas las asociaciones con un número reducido de galaxias.

### 2.1.5 Pares de galaxias

La primera descripción de sistemas de dos galaxias se hizo el siglo pasado con las observaciones de Lord Rosse entre 1840 y 1850. Rosse observó extensiones filamentosas en forma de colas o antenas en ambos objetos que se extendían en direcciones opuestas, así como puentes de material entre los mismos. En 1920, se realizó el primer survey fotográfico de sistemas alterados binarios y múltiples (Pease 1920). En 1956, Zwicky sugirió que los brazos espirales de las galaxias se forman una vez que las extensiones filamentosas, producto de la interacción, se rompen y se enrollan debido a la rotación galáctica. Con esta hipótesis, comienza a surgir la idea de vincular la interacción de galaxias con la formación y evolución de las mismas. Desde entonces el interés por este tipo de sistemas ha suscitado una gran cantidad de trabajos tanto observacionales como teóricos y numéricos. Lo que hace unas décadas se consideraba un fenómeno esporádico, actualmente se reconoce como uno de los factores fundamentales en la formación y evolución de galaxias a lo largo de la historia del Universo. En las siguientes secciones presentaremos de manera detallada este tipo de sistemas, su clasificación, los resultados más importantes desde el punto de vista de estructura galáctica, dinámica de galaxias y cosmología, así como las avances que hasta la fecha se han hecho a través de la simulacion numérica de este tipo de encuentros.

# 2.2 Pares aislados de galaxias en interacción

El fenómeno de interacción entre dos galaxias es un proceso largo ( $\sim 10^8 - 10^9$  años) dominado por fuerzas gravitacionales y cuyo resultado final depende -obviamentede las condiciones iniciales del encuentro, así como de la naturaleza de cada una de las galaxias participantes. Ningún encuentro será exactamente igual a otro, aún así a lo largo del tiempo se han establecido distintos criterios para evaluar y clasificar el estado de las interacciones en una escala temporal, así como el posible desenlace del encuentro. En este sentido uno puede calificar la interacción entre dos galaxias a partir de lo que se ve, esto es a partir de la morfología del sistema, las distorsiones o características particulares que presenten cada una de las galaxias así como del aspecto global que presente el sistema en el cielo. Sin embargo antes de poder catalogar un par en interacción es necesario establecer criterios que aseguren hasta cierto grado que efectivamente dos galaxias cercanas (en proyección en el plano del cielo) están interactuando. En este apartado se discutirán en primer lugar los criterios para definir un par aislado de galaxias en interacción, a continuación se presentarán esquemas de clasificación propuestos por distintos autores, se mencionarán también ejemplos típicos de diferentes tipos de encuentros entre dos galaxias y se presentarán brevemente diversos catálogos de pares de galaxias.

### 2.2.1 Criterios de selección

¿Cómo identificar un par aislado de galaxias en interacción en el cielo? ¿Cómo asegurarse de que cada una de esas dos galaxias siente la presencia de la otra y eventualmente será modificada por ésta?

Estas preguntas distan de tener una respuesta sencilla e inmediata, tanto por la naturaleza compleja del encuentro entre galaxias como por las limitaciones observacionales actuales. La solución que se ha dado a este problema contempla ante todo el establecimiento de convenciones, algunas más acertadas que otras, que permitan identificar la mayor fracción de pares reales o *físicos* sin incluir demasiados pares productos de la proyección en el cielo, llamados pares *ópticos*.

Uno de los criterios más utilizados y certeros es el determinado por Karanchetsev en 1972 cuando compiló su catálogo de pares aislados de galaxias (Karachentsev 1972). Este criterio de selección está basado en las distancias mutuas entre las galaxias en cuestión y los diámetros angulares de cada una de ellas. Según este criterio, dos galaxias con magnitudes aparentes  $m_1$ ,  $m_2$  menores que 15.7, con diámetros angulares  $a_1$ ,  $a_2$  y separación angular X son un par aislado respecto a otras galaxias cuando se satisfacen las siguientes condiciones:

$$X_{1i} / X_{12} > 5a_i / a_1 , \qquad (2.1)$$

$$X_{2i} / X_{12} > 5a_i / a_2 , \qquad (2.2)$$

donde i representa cualquier galaxia "cercana", cuyo diámetro angular  $a_i$  esté dentro del intervalo

 $4a_1 > a_i > a_1/2$ , (2.3)

$$4a_2 > a_i > a_2/2$$
, (2.4)

Los valores en las expresiones (2.1)-(2.4) fueron elegidos de manera que la muestra de pares de galaxias seleccionada por Karanchetsev contuviera, por un lado, un número reducido de pares ficticios (es decir, producto de la proyección en el cielo) y por el otro, que preservara una parte considerable de pares físicos. La validez de dichos valores se comprobó a través de experimentos numéricos de Monte Carlo con los cuales se construyeron campos "sintéticos" de distribución de galaxias. Además de este criterio básico se consideraron también dos criterios "severos". En el primero de éstos, las desigualdades (2.1) y (2.2) se ven modificadas del siguiente modo:

$$X_{1i} / X_{12} > 10a_i / a_1 , \qquad (2.5)$$

$$X_{2i} / X_{12} > 10a_i / a_2 , \qquad (2.6)$$

mientras que las condiciones (2.3) y (2.4) no se ven afectadas.

Para el segundo criterio "severo", las expresiones (2.1) y (2.2) no se modifican, y las condiciones (2.3) y (2.4) toman la siguiente forma:

$$4a_1 > a_i > a_1/4$$
, (2.7)

$$4a_2 > a_i > a_2/4$$
, (2.8)

Esta nueva condición disminuye el límite inferior de los diámetros por un factor de dos para permitir el posible efecto de compañeras enanas.

Este criterio de selección ha sido utilizado con frecuencia en estudios de pares de galaxias (e.g. Reduzzi & Rampazzo, 1995; Keel, 1996; Márquez & Moles, 1996; Hernández-Toledo & Puerari, 2001) y ha demostrado ser bastante eficiente. Aún así cada vez que se utiliza este criterio de selección es objeto de una segunda revisión según los criterios de cada autor en particular.

Otro criterio de selección para los pares aislados de galaxias es el establecido por Turner (1976) el cual se basa en la distancia de las galaxias del posible par y las galaxias que las rodean. Existen también definiciones menos refinadas donde lo que se define es la contraparte "natural" de una galaxia en interacción, i.e. una galaxia aislada. Grosso modo una galaxia es aislada cuando es simetrica y no presenta perturbaciones. Mamon (1986) llevaron esta definición un poco más lejos aduciendo que los efectos que tiene una interacción sobre una galaxia, tales como deformaciones morfológicas y cinemáticas así como formación estelar inducida en forma de brotes violentos (*starbursts*) tienen un tiempo de vida de alrededor de 10<sup>9</sup> años. Considerando un valor de 75 km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup> para la constante de Hubble  $H_0$ consideran a una galaxia como aislada cuando su vecina más cercana está situada a una distancia (proyectada) mayor a 0.5 Mpc y/o cuando la diferencia en corrimiento al rojo (*redshift*) entre estas dos galaxias es mayor que 500 km s<sup>-1</sup>.

### 2.2.2 Clasificación de interacciones

Cuando uno piensa en interacciónes de galaxias vienen a la cabeza los ejemplos más bonitos y espectaculares hasta ahora observados. Tal es el caso de M51 o la galaxia



FIGURA 2.4: Pares de galaxias en interacción. *Izquierda*: M51 o Galaxia del Remolino (*Whirlpool*). Derecha arriba: Galaxia de la Rueda de la Carreta (*Cartwheel*). Derecha abajo: Las Antenas. Imagen de la Digital Sky Survey con un acercamiento de las partes centrales tomado con el telescopio espacial Hubble

del Remolino (NGC 5194/95), la galaxia de la Rueda de Carreta (*Cartwheel*, VV 784) o Las Antenas (NGC 4038/39) (Figura 2.4).

Sin embargo las observaciones de este tipo de sistemas ofrecen un verdadero zoológico de configuraciones y tipos de interacciones que dependen entre otras cosas de la "intensidad" del encuentro. Esta intensidad suele medirse a partir de signos o señales en las galaxias participantes tales como puentes o colas de marea, distorsiones en el disco o la presencia de una envolvente común. Para cualquier estudio sobre la interacción de galaxias es esencial contar con un criterio de selección que permita clasificar este tipo de eventos. Como muchas otras clasificaciones en Astronomía, la clasificación de galaxias en interacción está sujeta a una enorme subjetividad resultando muy difícil encontrar criterios generales, sencillos de establecer y que reflejen a su vez la física del fenómeno. A continuación se presentan varias propuestas de clasificación para galaxias en interacción donde se ha intentado cubrir estos tres puntos.

IAC	descripción
1	simétrica
<b>2</b>	ligeramente asimétrica, con extensiones difusas
3	asimétrica, brazo extendido
4	distorsionada
5	fuertemente desordenada
6	galaxia tras la interacción

TABLA 2.1: Clase de interacción (IAC) para galaxias de disco -Dahari 1985

Con el interés de determinar el grado de interacción en galaxias con actividad nuclear, Dahari (1985) define la "clase de interacción" (*interacting class, IAC*) como un entero adimensional que aumenta con el "efecto" que tiene la interacción en las galaxias como éstas se ven proyectadas en el ciclo. IAC = 1 se asigna a galaxias aisladas y simétricas mientras que IAC = 6 se asigna a espirales muy deformadas o "desordenadas" o bien a galaxias que se traslapan. La IAC está dada por el grado de asimetría de la galaxia, la distancia a la que se encuentra la compañera y el tamaño de la misma y la presencia de brazos que conecten a los dos miembros del par. La clasificación completa establecida por Dahari se presenta en la Tabla 2.1.

A partir de su catálogo, Karanchetsev (1972) da otro criterio de clasificación de interacciones en base a la morfología del par. En este caso las interacciones se dividen en :

LIN.- Existe un vínculo "unidimensional" entre las componentes, ya sea a través de algún tipo de puente ("br") o cola ("ta").

ATM.- Una atmósfera luminosa envuelve a ambas componentes del par. Esta categoría se divide a su vez en "am" para el caso de atmósferas simétricas y amorfas, y en "sh" para atmósferas asimétricas y/o "desgarradas" (*shredded*, en inglés).

DIS.- Aparece distorsión en una ó ambas componentes. Esta distorsión es a nivel de la estructura espiral o en la forma de la galaxia.

Karanchetsev señala además a los puentes y colas como la evidencia más clara de interacción aunque éstos "duran" poco tiempo (alrededor de  $3 \times 10^8$  años). Así mismo coloca a las atmósferas comunes como un signo de interacción más importante que la distorsión de cada una de las componentes. Este criterio de interacción ha resultado ser un excelente indicador de la emisión global en el infrarrojo medio y lejano, encontrándose que existe una fuerte correlación entre la clase de luminosidad en infrarrojo y la clase de interacción (Hernández Toledo, Dultzin-Hacyan & Sulentic 2001).

Por otro lado, para interacciones en general, Solomon y Sage (1988) establecen un

criterio para la clasificación de la intensidad de la interacción basado en la apariencia morfológica del sistema y en su cinemática (Figura 2.5). Siguiendo este criterio las interacciones entre galaxias se clasifican del siguiente modo:

Tipo 0.- Galaxias para las cuales no se encuentran, de manera evidente, acompañantes cuyas velocidades difieran de las primeras  $(\Delta v)$  por menos de 1000 km s<sup>-1</sup> dentro de un diámetro de 10 $D_{25}$  en las placas de Palomar.

Tipo 1.- Galaxias con acompañantes dentro de  $10D_{25}$  con  $\Delta v < 1000 \ km \ s^{-1}$  y sin mostrar signos de perturbación morfológica.

Tipo 2.- Galaxias con acompañantes dentro de  $5D_{25}$  y  $\Delta v < 1000$  km s<sup>-1</sup> que muestran, además, signos de perturbación morfológica que no son ni puentes ni colas. Por ejemplo NGC 7770/71.

Tipo 3.- Galaxias con puentes ó colas debidos a fuerzas de marea. Esta clase también incluye galaxias como NGC 3310 en la que Balick y Heckman (1982) creen que ocurrió una fusión con una segunda galaxia hace unos  $10^7$  años. Otro ejemplo es NGC 1614.

Tipo 4.- Galaxias en proceso de fusión (*merging*) o en interacción muy cercana sin signos de puentes y/o colas. Por ejemplo, Arp 299.

A su vez, estos autores encuentran una correlación entre el cociente  $L_{FIR}/L_{CO}$  y el tipo de interacción (Solomon & Sage 1988).

En un análisis extenso de la morfología de 16,000 pares de galaxias cercanos seleccionados a partir de su corrimiento al rojo, Yamagata, Noguchi & Iye (1989) encontraron que existe una tendencia entre las galaxias de un par en tener el mismo tipo morfológico, estructura interna similar y tamaños comparables. Esto los llevó a proponer la categoría de "galaxias gemelas" *twin galaxies* para galaxias en pares que mostraran estas similitudes.

Actualmente en la literatura sobre pares de galaxias suelen encontrarse los términos "satélite" o " compañera" cuando se describe a la segunda galaxia de un par. Por lo general estos términos no obedecen ningún criterio en particular, llamándose "satélites" a las galaxias de menor tamaño como en el caso de NGC 5195 que orbita alrededor de M51 -galaxia del Remolino (figura 2.4) y utilizando el término "compañera" cuando el tamaño de las galaxias que constituyen el par es similar (cf. Las Antenas, Figura 2.4). Algunos autores sin embargo han dado algunos criterios para diferenciar unas galaxias de otras. Por ejemplo, Zaritsky et al (1993) definen una galaxia satélite como aquella que se encuentra a una distancia proyectada menor a  $500 \ kpc$  respecto a la galaxia primaria, con una diferencia de velocidades sistémicas menor que  $500 \ km \ s^{-1} \ y \ 2.2 \ magnitudes más débil que la galaxia principal.$ 



NGC 7770/1: INTERACCION TIPO 2

NGC 3310: INTERACCION TIPO 3



NGC 1614: INTERACCION TIPO S

Arp 299: INTERACCION TIPO 4

FIGURA 2.5: Tipos de interacción (Solomon & Sage 1988).



# 2.2.3 Catálogos de pares de galaxias

A continuación se presentan algunos de los catálogos de pares de galaxias que se han compilado hasta nuestro días. Como se mencionó anteriormente, el primer survey fotográfico de sistemas alterados binarios y múltiples fue realizado por Pease en 1920 (Pease 1920). En 1956, Zwicky realizó un survey sistemático fotográfico y espectroscópico de estas galaxias (Zwicky, 1956). Más adelante y tres años antes de que Hubble publicara su catálogo de galaxias normales, Vorotstov-Velyaminov en 1959, publicó un catálogo con 356 galaxias en interacción (Vorontsov-Velyaminov, 1959). Con este Atlas of Interacting Galaxies se inicia formalmente el estudio y la clasificación de galaxias en interacción. En 1966, Arp publica su Peculiar Galaxies Catalogue conteniendo 300 galaxias peculiares (Arp. 1966). En ambos catálogos se observa una muestra de objetos extraños, generalmente deformes y retorcidos, y, en su mayoría, miembros de sistemas múltiples. Se observan también, por lo general, filamentos de materia escapando de cada miembro del par en direcciones opuestas, así como una tendencia del disco a deformarse o torcerse en dirección de la interacción. Sin embargo, ninguno de estos catálogos no consideraban muestras homogéneas ya que la selección de los pares o grupos en interacción no se realizó bajo ningún criterio específico. En 1972, y para contrarrestar este déficit, Karachentsev publica el Catalogue of isolated pairs of galaxies in the northern hemisphere, el cual contiene 603 pares de galaxias en interacción (Karachentsev 1972). La búsqueda y selección de sistemas binarios aislados se basó en el criterio cuantitativo para medir distancias mutuas y los diámetros angulares de las galaxias presentado en la sección 2.2.1. En años más recientes se han elaborado catálogos de pares de galaxias en el hemisferio sur: A Catalogue of Southern peculiar galaxies and associations (Arp & Madore 1987), v A southern extension of the Karachentsev Catalogue of Isolated Pairs of Galaxies" (Reduzzi & Rampazzo 1995), este último elaborado de acuerdo a los criterios de Karachentsev.

# 2.3 Resultados cinemáticos y dinámicos a partir del estudio de pares de galaxias en interacción

### 2.3.1 Mapas de velocidades

En un par de galaxias en interacción es de esperarse que los integrantes presenten distorsiones debidas a la fuerzas gravitacionales y de marea que ejerce una galaxia sobre la otra. Sin duda la detección de este tipo de perturbaciones puede hacerse a partir de la observación de la cinemática en dos dimensiones de las galaxias participantes obteniéndose el mapa de velocidades radiales de cada galaxia. Sin embargo, a la fecha son pocos los trabajos que se han centrado en obtener este tipo de información cinemática en pares de galaxias en interacción tanto con observaciones del hidrógeno neutro como el gas ionizado (cf. Carranza, Crillon & Monnet, 1969; Tully, 1974a; Amram et al, 1998).

### 2.3.2 Curvas de rotación

Como se ha visto en el Capítulo 1, la forma y la amplitud de las curvas de rotación son herramientas de diagnóstico muy útiles para el análisis de las condiciones cinemáticas y dinámicas en galaxias espirales y por lo tanto de su respuesta a modificaciones externas como galaxias compañeras. Varios han sido los trabajos que han analizado las diferencias sistemáticas en las curvas de rotación según su entorno tanto desde el punto de vista observacional (e.g.(Zasov & Kyazumov 1983); Rubin et al, 1988; Amram et al, 1993; Keel, 1996; Marquez et al, 2002) como numérico (e.g. Barton, Bromley & Geller 1999). A principios de las década de los ochentas y utilizando espectroscopía de rendija larga, (Zasov & Kyazumov 1980) encontró que las curvas de rotación de galaxias con compañeras cercanas tienden a alcanzar un valor máximo para  $V_{rot}$  para después disminuir de manera kepleriana o bien mostrando una disminución aún más drástica (Zasov & Kyazumov 1980, 1983). Otros trabajos indican que parece haber una relación estadísticamente significativa entre la curva de rotación de galaxias espirales y la distancia espacial a la compañera (Reshetnikov 1992). Este autor encuentra una anti-correlación entre el cociente de los gradientes lineales de la velocidad de rotación y del radio y el logaritmo de la distancia proyectada entre las dos galaxias. Recientemente, Márquez et al (2002) observaron con espectrografía de rendija larga una muestra de 111 galaxias espirales en distintos escenarios, desde galaxias espirales aisladas hasta galaxias en interacción débil o temprana con galaxias satélites o compañeras. La forma y propiedades de la curva de rotación obtenida para cada galaxia fueron consideradas en función del grado de asilamiento, tipo morfológico y luminosidad. Estos autores encuentran que las galaxias aisladas tienden a ser de tipos más tardíos y de menor luminosidad que galaxias interactuantes y que las partes externas de las curvas de rotación de galaxias aisladas tienden a ser más planas que las de galaxias en interacción; sin embargo, ambas muestran relaciones similares entre parámetros globales como la pendiente de la parte interna de la curva, la velocidad maxima de la misma y el radio al cual ésta se alcanza. Así mismo encuentran que para las galaxias aisladas, la dispersión de la relación Tully-Fisher es significativamente menor que para las interactuantes. La mayoría de los resultados anteriores se obtuvieron a partir de observaciones con espectrógrafos de rendija larga y por lo tanto la información cinemática obtenida se limita a ciertos puntos y ángulos de posición sobre las galaxias observadas. Tratándose de sistemas perturbados, es necesario tener acceso a información cinemática de la galaxia en dos dimensiones para que a partir de ésta se pueda obtener una

47

curva de rotación que refleje le cinemática de toda la galaxia y que permita a su vez verificar la validez de la curva de rotación cuando se considera únicamente cierto ángulo de posición. Esta información puede obtenerse utilizando técnicas como la interferometría Fabry-Perot de barrido, de la cual se hablará ampliamente en el Capítulo 3. Las causas principales al origen de las distorsiones observadas en las curvas de rotación son perturbaciones en el campo de velocidades debido a la presencia de la compañera, la cual, por efectos gravitacionales, induce movimientos no circulares en el movimiento del gas en el plano de la galaxia o bien, debido a una redistribución neta de la masa en cada una de las galaxias. Es de especial interés conocer cuál de estos mecanismo domina el fenómeno de la interacción para validar los parámetros dinámicos derivados a partir del análisis de dichas curvas.

### **Relación Tully-Fisher**

Cómo se vio en el Capítulo anterior, sección 1.4, la dispersión en la relación Tully-Fisher (TF) puede tener repercusiones de índole cosmológica. Sin embargo, antes de aventurar esta hipótesis es necesario establecer si las propiedades intrínsecas de las galaxias (tales como su morfología) o de su medio circundante (aisladas o en interacción) pueden contribuir a esta dispersión.

En este sentido, Barton et al (2000, 2001) analizaron las curvas de rotación de galaxias espirales en pares y en el campo en general con el fin de imponer ciertas restricciones en los efectos que sobre la curva de rotación tiene la presencia de galaxias cercanas y sus consecuencas en el uso de la TF para determinar distancias extragalácticas. Sus resultados confirman los encontrados por Marquez & Moles (1999) en el sentido de que la TF muestra mayor dispersión para galaxias en interacción. De manera similar, Kannappan et al (2002) encuentran que galaxias con compañera caen en el lado de la TF que corresponde a alta luminosidad/baja velocidad, además de presentar efectivamente mayor dispersión. Marquez et al (2002) exploraron a su vez la eventual dependencia entre la dispersión en la TF y el grado de peculiaridad de la curva de rotación de galaxias espirales encontrando que esta dispersión no parece depender de la naturaleza de la curva de rotación. Este resultado contradice el de Barton et al (2001) quienes encuentran una relación entre la distorsiones cinemáticas reflejadas en la curva de rotación y la dispersión de la TF. Según Marquez et al (2002), la diferencia se debe a que su muestra incluyó únicamente objetos ligeramente perturbados que no presentan distorsiones importantes. Por otro lado su resultado coincide con el encontrado Dale et al (2001) quien tampoco encuentra diferencias entre el grado de asimetría entre galaxias aisladas y galaxias en cúmulos. Estas discrepancias hacen necesario continuar el estudio de la dependencia entre la TF y los efectos del medio ambiente a través de observaciones que permitan obtener la mayor cantidad de información acerca de la morfología y la cinemática de galaxias de disco.

# 2.3.3 Distribución de masa y cociente masa-luminosidad en pares aislados de galaxias

El estudio de la dinámica de sistemas binarios de galaxias permite determinar la masa de cada galaxia, así como la masa total del sistema, ya que cada componente del par actúa como una partícula de prueba en al campo gravitacional del otro. Utilizando este método es posible medir la masa integrada de cada galaxia del par hasta 10 veces más lejos que el radio luminoso de una galaxia aislada. La masa obtenida de esta manera, similar a la determinación de la masa de estrellas a través del estudio de sistemas binarios, se conoce como "masa orbital". Teóricamente, este es un método poderoso para el cálculo de la masa de galaxias binarias, sin embargo es difícil de aplicar ya que es imposible conocer el movimiento orbital de un par de galaxias sin enunciar una serie de hipótesis. Parámetros como las velocidades radiales relativas de las dos galaxias, así como la separación aparente entre las mismas pueden medirse; sin embargo, dado el tiempo que toma a un par de galaxias completar una órbita, datos como la excentricidad, la inclinación, movimientos propios relativos o el periodo de la misma no pueden obtenerse de manera directa. Esto ha llevado a realizar una serie de estudios estadísticos para conocer dichos parámetros.

Uno de los primeros trabajos realizados con este fin fueron los realizados por Page (1952, 1960), quien realizó estudios sistemáticos de velocidades radiales en galaxias binarias suponiendolas como masas puntuales con órbitas circulares. En estos trabajos, el autor encuentra un valor promedio para la masa igual a  $hM = 8 \times 10^{10} M_{\odot}^{-1}$  por componente y un cociente masa-luminosidad M/hL = 8.7 en la banda B . Analizando por separado pares de galaxias espirales con irregulares, de galaxias elípticas con galaxias SO y pares mixtos encuentra valores muy diferentes según la composición del sistema estudiado:  $hM = 2.13 \times 10^{10} M_{\odot}$ , M/hL = 8.7,  $hM = 59.3 \times 10^{10} M_{\odot}$ , M/hL = 94.0 y  $hM = 31.3 \times 10^{10} M_{\odot}$ , M/hL = 48.5, respectivamente.

Schweizer (1987b) llevó a cabo un estudio estadístico para determinar M/L en la banda V de 48 pares aislados de galaxias, encontrando que por lo general el valor de éste está entre 12 y 32  $M_{\odot}/L_{\odot}$  para galaxias tipo Sc, con un valor típico de  $21 \pm 5 \ M_{\odot}/L_{\odot}$ . Para cada una de las galaxias se determinó la velocidad radial y la magnitud en V, así como la separación del par proyectada en el plano del cielo. Por otro lado se construyeron modelos de encuentros entre galaxias (consideradas como masas puntuales) simulando órbitas tridimensionales con las distribuciones de separaciones proyectadas y de excentricidad de cada órbita dadas por una ley probabilística (método de Monte Carlo). Una vez calculadas las órbitas, éstas se proyectaron en el plano del cielo para compararlas con la muestra observada. El parámetro  $(M/L)_V$  se hizo variar hasta encontrar a una configuración semejante a la

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>h es la constante Hubble  $H_0$  en unidades de 100 ×  $km \ s^{-1} \ Mpc^{-1}$ 

observada. Las magnitudes observadas fueron utilizadas para restringir los cocientes masa-luminosidad de los pares de galaxias modelados. Un resultado interesante de este trabajo es el hecho de que las masas inferidas a partir del movimiento orbital de las galaxias del par es en promedio algunas veces mayor que la que se mide a partir de las curvas de rotación observadas. Según la autora, esta discrepancia es una evidencia de que la masa de una galaxia aumenta más rápidamente que la luz a radios grandes. Por otro lado, considerando el hecho de que la masa parece ser independiente de la separación proyectada para valores mayores a  $60 - 100 \ kpc$ , sugiere que la distribución de masa de galaxias binarias llega menos lejos que su separación promedio, lo cual descarta hasta cierto punto la idea de un halo de materia oscura común para este tipo de sistemas cuando la separación entre los mismos es importante. Otros trabajo basados en observaciones de la línea de 21 cm del hidrógeno y en suposiciones estadísticas para una muestra grande de galaxias en pares aislados sugieren que para este tipo de galaxias M/L < 50-en la banda B- y que de hecho el valor de  $(M/L)_B$  se encuentra entre 10 y 15 (Chengalur, Salpeter & Terzian 1995; Nordgren et al 1997a, b, 1998). Por su parte, Honma (1999) construyó modelos orbitales para pares físicos calculando la probabilidad de distribución de pares en el espacio de fase, separación espacial proyectada vs. diferencia en velocidad radial. Comparó entonces estos modelos con datos observaciones y determinó el  $(M/L)_B$  basado en un análisis de similitud máxima. Con este método encontró un valor de  $(M/L)_B$  entre 28 y 36 para 57 pares de galaxias. Para 30 pares S+S encontró  $(M/L)_B$  entre 12 y 16. Al igual que en el trabajo de Schweizer (1987b), este autor encontró que el valor de  $(M/L)_B$  permanecía constante para separaciones mayores a 100 kpc lo cual parece indicar que el tamaño promedio del halo de materia oscura de una galaxia espiral es de menos de 100 kpc.

Como se ha visto, la mayor parte de las determinaciones del cociente masaluminosidad para pares aislados de galaxias se basan en estudios estadísticos de muestras numerosas de este tipo de sistemas. Por esta razón dependen fuertemente del criterio de selección de dicha nuestra, así como del método estadístico seleccionado para modelar las órbitas que luego se compararán con los pares observados. No sólo eso sino que una vez realizados estos estudios y conocidas las características de la órbita, los cálculos de la masa de las integrantes parecen indicar que éstas no pueden modelarse como dos masas puntuales, sino que es necesario utilizar modelos que consideren halos extendidos y masivos (Binney & Tremaine 1987). Desgraciadamente, la dinámica de este tipo de sistemas no es entendida del todo, pues resta saber lo que sucede con los halos durante la interacción. Esto nos lleva a considerar la necesidad de hacer un análisis detallado de la cinemática y dinámica de pares aislados de galaxias específicos, así como la simulación numérica de los mismos considerando fuertes restricciones cinemáticas con el fin de determinar de manera más precisa el valor de M/L.



### 2.3.4 Halos de materia oscura

Así como el estudio de la dinámica de pares de galaxias permite el estudio de la distribución de masa en galaxias espirales, también permite constreñir la estructura de los halos de materia oscura. Esto suele hacerse a través de la simulación numérica de este tipo de encuentros suponiendo distintas configuraciones para este halo y buscando reproducir rasgos de marea productos de la interacción tales como puentes, colas, barras, anillos, entre otros) observados en distintos pares aislados de galaxias. Por esta razón, este tema se abordará con detalle en la siguiente sección donde se discutirá con detalle los modelos utilizados para simular la interacción entre dos galaxias desde los primeros intentos hasta los códigos numéricos más recientes y los resultados encontrados.

# 2.4 Teoría y simulaciones numéricas de pares de galaxias en interacción

En lo que se refiere a la física involucrada en la interacción de galaxias, ésta ha pasado por distintas interpretaciones a lo largo del tiempo y ha ido de la mano del desarrollo de las simulaciones numéricas y las capacidades de cómputo. En un afán por explicar estructuras tales como colas y puentes que se observaban en pares de galaxias interacción se propusieron y analizaron distintas hipótesis. Antes de 1960 prevalecía la interpretación gravitacional en la formación de este tipo de estructuras va que entre otras cosas, concordaba con las escalas de distancias y las configuraciones adoptadas (Pfleiderer & Siedentopf 1961; Alladin 1965). A principios de dicha década cobraron auge otras teorías que se oponían a esta interpretación gravitacional: Voronstov-Velvaminov (1961, 1964) argumentó que los puentes y colas observados en sistemas interactuantes no eran simétricos siendo las colas más numerosas que los puentes. Señaló que estas estructuras filamentosas no presentaban el aspecto de mareas conocidas y finalmente argumentó que la interpretación gravitacional "olvidaba" que las galaxias no eran ni se comportaban como cuerpos sólidos o líquidos. Este mismo autor decía que, contrariamente a lo esperado, este tipo de estructuras filamentosas se observaban con poca frecuencia en el interior de cúmulos donde, en principio, las interacciones debían ser más comunes. Sostuvo entonces que las galaxias podían considerarse como un gas diluído, poco viscoso, donde las estrellas actuaban como partículas unidas débilmente las unas con las otras. En ese caso lo que se tenía eran fuerzas de marea actuando sobre un gas que podía considerarse perfecto obedeciendo una distribución maxwelliana de partículas que sufrían colisiones despreciables. El comportamiento del sistema era entonces distinto, lo mismo que los efectos observados. Burbidge, Burbidge & Hoyle (1963) demostraron que las interacciones electromagnéticas eran capaces de explicar las formación de

protogalaxias y las interacciones intergalácticas. A su vez, Zasov (1967) propuso que los filamentos se formaban por acumulación de gas intergaláctico a lo largo de las líneas de campo magnético de las galaxias. Sin embargo, a principio de la década de los setenta y gracias a las primeras simulaciones por computadora, se demostró que las fuerzas gravitacionales podían por sí solas deformar las galaxias y dar cuenta de las morfologías observadas. Uno de los trabajos más célebres en este rubro es el de Toomre & Toomre en 1972, el cuál se tratará con detalle más adelante.

En la actualidad prevalece la teoría gravitacional a partir de la cual se busca analizar a fondo los procesos, tiempos y escalas involucrados en el encuentro entre dos galaxias apoyada por las cada vez más rápidas y completas simulaciones numéricas que permiten estudiar con detalle los fenómenos físicos involucrados en las interacciones.

### 2.4.1 Primeras simulaciones

Las primeras simulaciones numéricas del encuentro entre galaxias fueron realizadas por Holmberg (1941). En éstas, Holmberg asumió que la fuerza reponsable de las deformaciones observadas era la gravitacional por lo que decidió representarla con un método muy ingenioso. Considerando que la gravedad decrece con la distancia al cuadrado, construyó un arreglo de 74 bombillas de luz en dos espirales con 37 bombillas cada una colocando dichas espirales una junto a la otra sobre una mesa; el flujo luminoso también decrece de manera inversamente proporcional al cuadrado de la distancia. Con ayuda de un fotómetro midió el flujo total de luz recibido por cada bombilla producto de la luz emitida por el resto de las bombillas sobre la mesa. De esa manera Holmberg utilizó la luz para seguir la acción de la gravedad sobre cada bombilla. Con esta ingeniosa computadora analógica para simular los efectos de la gravedad, Holmberg demostró que galaxias próximas podían cambiar su forma y eventualmente desarrollar estructuras peculiares debido a los efectos gravitacionales.

Treinta años después y utilizando simulaciones numéricas, Toomre & Toomre (1972) demostraron de manera satisfactoria que las fuerzas gravitacionales eran las responsables de la deformación de galaxias y podían dar cuenta de las morfologías observadas en galaxias en interacción. En este trabajo se presentaron cuatro ejemplos "simples" de encuentros entre dos galaxias basados en un modelo de tres cuerpos, encontrándose que las simulaciones numéricas coinciden con las observaciones, explicando los puentes y las colas como reliquias de efectos de marea que afectaron a las galaxias durante la interacción.

Las simulaciones de estos autores esán basadas en el cálculo de interacción entre tres cuerpos realizado con partículas sin masa, las cuales constituyen los discos de un par de galaxias interactuantes. De ese modo cada galaxia está constituída de partículas-prueba, sin interactuar, distribuídas en un disco plano y axisimétrico.

Estas partículas orbitan en trayectorias keplerianas alrededor del núcleo donde se considera que esta concentrada toda la masa de la galaxia. Cuando las galaxias se aproximan, los elementos de cada disco se mueven bajo fuerzas que van como el inverso de la distancia al cuadrado debidas a las dos masas puntuales que representan el bulbo de cada galaxia. Se ignora además la autogravedad del material del disco, de modo que el desarrollo y la eventual disolución de las estructuras que se forman durante la interacción son, en esencia, cinemáticos. Los cuatro ejemplos que se presentaban en este trabajo se referían a encuentros de galaxias cuyas trayectorias eran parabólicas. Las distorsiones provocadas por la gravitación evolucionaban en distintas configuraciones según los parámetros del encuentro. A partir de los cuatro modelos presentados, Toomre y Toomre concluyeron que en el caso de paso directo, los dos brazos se desprenden de las partes exteriores del disco inicial. Un puente se extiende hasta la otra galaxia, mientras que aparece una cola del otro lado del disco. Así mismo, si la acompañante tiene una masa igual o superior a la de la galaxia principal, los brazos serán por lo general largos y curvos con una cantidad importante de materia perdida por la galaxia principal y recuperada por el acompañante. Usando este modelo, los autores encontraron resultados cercanos a la realidad para cuatro pares de galaxias en interacción: Arp 291, M51 y NGC 5195, NGC 4676 y Las Antenas, encontrándose que el modelo reproducía algunas de las particularidades observadas para cada par.



Si bien el trabajo de Toomre & Toomre en 1972 dejó claro que las fuerzas gravitacionales eran las responsables de la deformación de galaxias en sistemas interactuantes, el modelo que utilizaron presentaba varias carencias como el hecho de despreciar la autogravitación y el movimiento aleatorio de las partículas que conforman el disco de la galaxia principal. El mismo año en que apareció el trabajo de Toomre y Toomre, Clutton-Brock (1972) publicó otro trabajó sobre la formación de puentes y colas, cuyo mérito residió en que se trataba de simulaciones autoconsistentes que incluían tanto al gas como a las estrellas. Este trabajo mostró también que las colas de gas podían ser largas y muy delgadas. Zang (1978) demostró que para reproducir la estructura interna en simulaciones tales como la de M51 era necesario tomar en cuenta la auto-gravitación del sistema. Gerhard (1981) estudió la interacción de pares con la ayuda de dos sistemas autogravitantes conformados por 250 partículas donde aproximadamente la mitad de las mismas constituían un halo, mostrando que la intensidad de la interacción depende de tres espines: el de cada galaxia y el correspondiente al movimiento orbital del par.

# 2.4.2 Simulaciones actuales: códigos de árbol, N-cuerpos y SPH

El propósito de las simulaciones numéricas de cualquier sistema estelar es resolver el problema de N-cuerpos para un número dado de partículas, es decir seguir y resolver las ecuaciones de moviento de Newton para un gran número de partículas bajo su propia auto-gravedad.

En el caso de la simulación de encuentros entre galaxias, las simulaciones numéricas se han ido volviendo cada vez más complejas. En un principio dadas las capacidades de cómputo, las simulaciones de encuentros entre galaxias se realizaban con pocas partículas, sin considerar la auto-gravedad de cada sistema ni sus distintas componentes tales como estrellas y gas, disco, bulbo y halo de materia oscura. En ese entonces el método utilizando era básicamente el método de sumatoria directa (direct summation method), el cual considera integrar directamente las ecuaciones de movimiento de un número dado de partículas (cf. White, 1976). El gran inconveniente de este método es que conforme el número de partículas N aumenta, el tiempo de cómputo se escala como  $N^2$ . Hoy en día los avances computacionales permiten realizar simulaciones con un alto grado de complejidad, tiempo y capacidades de cómputo utilizando algoritmos que reducen el tiempo de cómputo sin afectar la precisión de la simulación. Esto permite trabajar actualmente con códigos de N-cuerpos donde N $\sim 10^{6-7}$  utilizando códigos como el código de árbol (Barnes & Hut, 1986) o códigos  $P^3M$  y  $AP^3M^2$  (Kravtsov et al, 1997; MacFarland et al, 1998) Del mismo modo, la simulación de estrellas en una galaxia se ve ahora complementada por la simulación del gas en la misma utilizando códigos SPH (smooth particle hydrodynamics) el cual consiste en una poderosa técnica lagrangiana para resolver problemas hidrodinámicos (Monaghan, 1992).

En 1988, Barnes utilizó un código de árbol *(tree code)* con alrededor de 10<sup>4</sup> partículas por galaxia para repetir las simulaciones del par NGC 4038/39 (Las Antenas) realizado por Toomre y Toomre (Barnes 1988). El resultado del trabajo de Barnes fue que este modelo se ajustaba bastante bien al par en cuestión, aunque no lograron obtenerse las velocidades de cada una de las integrantes. Finalmente, Barnes mostró que la presencia de halos aumenta la velocidad relativa del encuentro y cambia de manera importante la morfología de las colas.

En los últimos 20 años las simulaciones se han enfocado en cuestiones cada vez más específicas. En lo que se refiere a la estimulación de la estructura espiral debida a interacciones, se han realizado simulaciones de N-cuerpos que muestran que el paso directo entre dos galaxias puede accionar la formación de diseños espirales que arrastran dos brazos (Sundelius et al, 1987; Athanassoula, 1990). Así mismo la simulaciones más reciente han permitido determinar los parámetros y las condiciones



54

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>P: particle, M: mesh (malla), A:adaptive

Capítulo 2 : Galaxias en interacción



§2.4.2 Simulaciones actuales

necesarias para "obtener" puentes y colas a partir de un encuentro entre dos galaxias (Barnes & Hernquist, 1992). En primer lugar, el paso de las galaxias debe ser lento y en el mismo sentido de rotación que el que tiene el disco de la galaxia principal; además, el parámetro de impacto debe ser del orden del radio de la galaxia principal y el plano de la órbita debe estar cercano al plano de la galaxia principal. Se ha concluído también que si las masas de las galaxias involucradas son desiguales predominan los puentes, mientras que si las masas son similares, las colas llegan a ser muy largas. Como se vió en el Capítulo 1, los brazos espirales tipo "leading" sólo pueden formarse si existe una fuente externa de energía externa al disco de la galaxia como puede ser el paso de una galaxias compañera. Thomasson et al (1989) demostraron que un brazo "leading" puede formarse en una galaxia de disco si ésta sufre un encuentro retrogrado con una galaxia menos masiva en la que se de una perturbación de marea importante y en la cual el disco perturbado esté rodeado por un halo masivo.

En algunos casos, los modelos intentan apegarse "demasiado" a la morfología de los sistemas sin preocuparse por parámetros físicos o cinemáticos. A la fecha se han hecho algunos intentos por acotar el escenario evolutivo y de formación de estructuras tales como barras, puentes y colas de marca entre otras debido al fenómeno mismo de la interacción utilizando tanto restricciones morfológicas y cinemáticas (Salo & Laurikainen 1993, 2000a,b; Miwa & Noguchi 1998; Kaufman et al 1999). Estos trabajos han demostrado que si bien la morfología de un encuentro entre dos galaxias es relativamente fácil de reproducir, la información cinemática determinada a través de las observaciones impone restricciones mucho más severas en los modelos aplicados y resultan mucho más difíciles de reproducir (Salo & Laurikainen 1993, 2000a,b).

Salo & Laurikainen (1993, 2000a,b) modelaron numéricamente los pares de galaxias en interacción NGC 7753/7752 (Arp 86) y NGC 5194/5195 (M51) poniendo especial atención en reproducir la morfología y la cinemática observadas tales como la forma de la curva de rotación, desviaciones del brazo espiral respecto al plano del disco de la galaxia y velocidades no circulares. Así mismo estos autores discuten la creación y propagación de las ondas de densidad durante la interacción encontrando que una interacción fuerte puede producir una estructura morfológica bastante regular en el disco de la galaxia principal y no necesariamente estructuras distorsionadas (como en el caso de M51-Salo & Laurikainen, 2000b). A su vez muestran que la formación estelar inducida así como la ondas de densidad aparecen de la misma manera en todas direcciones de la galaxia y no sólo en el lado más "cercano" a la interacción.

Estos resultados son sin embargo cuestionados debido a que los autores utilizan en sus simulaciones un halo de materia oscura rígido, es decir el halo es representado únicamente por un potencial determinado al cual no se le permite evolucionar. Esta consideración puede presentar diferencias importantes en los resultados de una

55

simulación como demuestra Athanassoula en sus simulaciones de galaxias barradas considerando un halo "vivo" (*alive*) capaz de intercambiar momento angular con el disco y el bulbo y otras estructuras (Athanassoula, 2003).

Con el fin de estudiar los cfectos de la interacción en las curvas de rotación, Barton, Bromley & Geller (1999) utilizaron simulaciones con N-cuerpos junto con simulaciones de partículas de prueba moviéndose en potenciales de galaxias para explorar los efectos iniciales de las interacciones en las curvas de rotación de galaxias espirales. Estos autores encuentran distintas peculiaridades en las curvas de rotación de naturaleza transitoria y debidas al efecto de interacción como por ejemplo curvas que aumenta o disminuyen drásticamente a radios grandes, así como jorobas (*bumps*) pronunciadas en las partes centrales.

# 2.5 Efectos y consecuencias de la interacción entre dos galaxias

Cuando dos galaxias comienzan a interactuar se encuentran relativamente alejadas una respecto a la otra. En dicho momento se puede considerar la masa de cada una como concentrada en su centro de gravedad y actuando bajo fuerzas que van como  $1/R^2$ . De esa manera, al interactuar, describen trayectorias ya sean elípticas, parabólicas o hiperbólicas. Conforme las trayectorias se acercan, comienza a hacerse presente la gravitación diferencial, debida a la acción diferencial que ejerce cada elemento de masa sobre los demás, situados a distancias diferentes. De esa manera, un elemento de masa de la primera galaxia ejercerá una fuerza mayor sobre los elementos de la segunda galaxia que se encuentren más cercanos a éste, que sobre lo que se encuentren más alejados. Estos términos de "marea" van como  $1/R^3$ . La gravitación diferencial provoca entonces distorsiones importantes que pueden resultar en estructuras filamentosas, como los puentes y colas de materia, así como en el alabeo del disco.

Las manifestaciones de estas fuerzas de marea son complejas ya que se aplican a sistemas dinámicos: un sistema dinámico en equilibrio es perturbado por otro sistema dinámico. Es importante señalar, que el gas y las estrellas de cada galaxia, considerado cada uno como un sistema dinámico, responden de manera muy diferente a la perturbación de la galaxia compañera. De esta interacción puede resultar la excitación de resonancias propias de la galaxia, lo que se traduce en un aumento abrupto de actividad en ciertas regiones propiciando brotes de formación estelar. Además, la transferencia de energía y de momento de una galaxia a otra es enorme debido a la fricción dinámica. A grandes rasgos, la fricción dinámica en una galaxia resulta del hecho de que una estrella que se mueve más rápido que las estrellas vecinas desvía las órbitas de estas últimas, de manera que la densidad promedio

§2.5.1 Puentes y colas



detrás de la estrella será ligeramente mayor que frente a la misma. El exceso de fuerza gravitacional detrás de las estrella, resultante de esta asimetría en densidad, tenderá entonces a detenerla (Saslaw, 1987).

## 2.5.1 Formación de estructura

Capítulo 2 : Galaxias en interacción

La manera en que el proceso de interacción entre galaxias dispara, sostiene o inhibe la formación de estructura en galaxias ha sido ampliamente estudiado. Como se mencionó en la sección 2.1.5, desde las primeras observaciones de sistemas binarios se identificaron estructuras filamentarias parecidas a puentes y colas entre las galaxias participantes. Dichas estructuras se convirtieron eventualmente en signo evidente del fenómeno de interacción. Ya a principios de la década de los cuarenta, Holmberg subrayó la importancia de las fuerzas de marea gravitacionales entre galaxias (Holmberg, 1937, 1940). Su hipótesis de que las galaxias pueden sufrir entre ellas mismas roces, colisiones y fusiones partió de los siguientes tres puntos:

i) La distancia entre dos galaxias está entre 10 y 100 diámetros galácticos, por lo tanto es inevitable que éstas se encuentren.

ii) Durante estos encuentros, las galaxias participantes invierten parte de su energía orbital en deformarse.

iii) Las órbitas se vuelven cada vez más pequeñas hasta que las galaxias chocan y eventualmente se fusionan.

Poco a poco y gracias a más y mejores observaciones así como al refinamiento de simulaciones numéricas se ha encontrado que la interacción de galaxias está relacionada con el origen de la formación y supresión de otras estructuras, además de los puentes y las colas, tales como brazos espirales, barras y anillos. A continuación se presentan de manera detallada distintos tipos de estructuras originadas y/o realzadas por el proceso de interacción entre dos galaxias.

### Puentes, colas, plumas y envolventes

Las distorsiones no-lineales y las morfologías extendidas de las galaxias en interacción son una muestra clara y dramática de los procesos involucrados en la evolución y transformación de galaxias. Estas estructuras conocidas genéricamente como "rasgos o estructuras de marca" (*tidal features*) suelen dividirse en colas, puentes, plumas, envolventes, cascarones y aros.

En el caso de las interacciones débiles, las galaxias se acercan lo suficiente para "sentir" la presencia una de la otra pero no se fusionan. Las trayectorias individuales de las estrellas se ven fuertemente perturbadas ya que evolucionan en un potencial a su vez perturbado que les imprime órbitas nuevas. Se tiene también que las corrientes opuestas se entrecruzan, estableciéndose intercambios de materia a través de puentes que unen las galaxias. Por otro lado, las órbitas de las estrellas se distienden hasta el punto de formar colas en las galaxias ó llegar a escaparse de la atracción gravitacional de la galaxia. De ese modo, cuando las galaxias se alejan, su trayectoria se modifica y su velocidad disminuye, además de llevar consigo las marcas de la interacción.

Los puentes suelen definirse como cualquier estructura lineal que conecta de manera aparente dos galaxias y se forman a partir de fuerzas de marea.

Las colas de marea se definen como estructuras lineales cuyo origen se encuentra en la orilla o dentro de la galaxia primaria del par. Una cola no toca a la otra galaxia y no vuelve a tocar a la galaxia de donde surge; en el caso de también observarse un puente, la cola se encuentra diametralmente opuesta a éste. Suelen tener un brillo superficial mayor al de otras estructuras de marea, son angostas y bien definidas. En algunas casos las colas se extienden en proyección  $\sim 10 - 20$  veces el radio de escala del disco progenitor, lo que corresponde a  $\sim 20 - 40$  veces la escala del disco en tres dimensiones (e.g. Schombert, Wallin & Struck-Marcell, 1990; Hibbard, 1995) La física detrás de la formación de estas estructuras las explica como un fenómeno de resonancia entre la frecuencia angular de la órbita de las galaxias interactuantes y la frecuencia angular interna del disco de estrellas de la galaxia progenitora de la cola (Toomre & Toomre, 1972).

Los puentes suelen definirse como cualquier estructura lineal que conecta de manera aparente dos galaxias y se forman a partir de fuerzas de marea.

En cuanto al contenido de estas estructuras, desde mediados del siglo pasado, Pease identificó nubes de estrellas formando parte de estos filamentos (o antenas) (Pease 1959). Actualmente se sabe que también contienen gas y polvo aunque la proporción de los mismos no ha sido determinada (Schombert, Wallin & Marcell-Struck 1990). En algunos casos, el puente de estrellas no coincide con el puente de gas (Schweizer 1998). Se cree que este desfasamiento puede ser producto de fuerzas no-gravitacionales actuando sobre estas estructuras tales como presión debido a gas caliente presente en el halo de la galaxia, flujos de gas provocados por brotes de formación estelar o campos magnéticos. En un estudio fotométrico multicolor de este tipo de estructuras en 25 pares interactuantes, Schombert, Wallin & Marcell-Struck (1990) encontraron que la aparición de colas y puentes suele ser más común en los encuentros S+S y E+S. En particular, las colas son más comunes en sistemas S+S, mientras que los puentes abundan en sistemas S+E.

Como parte de los estructuras o rasgos de marea se definen también las plumas las cuales comparten algunas de las características de las colas en tanto que son entidades separadas de la galaxia primaria aunque conectadas a la misma. Sin embargo como su nombre lo indica, las plumas tiene menor brillo superficial y una apariencia más difusa. Schombert, Wallin & Marcell-Struck (1990) encuentran que en realidad las plumas son "sábanas" de material vistas casi de frente mientras que los puentes y las colas son estructuras mucho más lineales y unidimensionales.

Las envolventes se definen como un patrón luminoso que rodea a las dos galaxias

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

o bien como un halo alrededor de un sistema con otras evidencias de distorsión. Las envolventes tienen bajo brillo superficial, no se distribuyen uniformemente y suelen encontrarse preferentemente alrededor de galaxias elípticas o bien sistemas E+E.

Los cascarones (*shells*) son estructuras delgadas que rodean a una galaxia (Malin & Carter, 1983). Estos se han observado también galaxias elípticas. Alrededor del 10% de las galaxias elípticas observadas presentan una estructura de este tipo. Una de las explicaciones que se tiene para este tipo de estructura considera al cascarón como el residuo de la colisión frontal de una galaxia elíptica y una acompañante pequeña.

Finalmente los arcos (*loops*) son estructuras delgadas y uni-dimensionales como las colas y los puentes que se encuentran embebidas dentro de una galaxia. En lo que se refiere a galaxias elípticas, en algunas de éstas se han observado extensiones filamentarias poco luminosas en forma de arcos o plumas. Estas extensiones, contrariamente al caso de los puentes y colas observados en galaxias espirales, están compuestas sobre todo de estrellas en vez de gas. Se cree que éstas podrían provenir de discos de galaxias absorbidos (Arp, 1966; Malin, 1979; Malin & Carter, 1980).

### Barras

La interacción de galaxias puede engendrar y desarrollar una barra en las mismas. Si bien hay trabajos que demuestran de manera estadística que la presencia de compañeras puede disparar la formación de barras (Elmegreen, Elmegreen & Bellin, 1990; Márquez et al, 2000), el origen de las barras en galaxias de disco en interacción no es del todo claro. Es un hecho comprobado que las barras también pueden formarse por inestabilidades de disco independientemente de su entorno ya que alrededor del 50% de las galaxias aisladas presentan una barra central siendo ésta una característica común en este tipo de galaxias (van den Bergh, 2002; Berentzen et al, 2003). Hohl (1971) demostró que los discos estelares fríos son muy susceptibles a la formación de barras a través de la ahora conocida "inestabilidad de disco" (Sellwood & Wilkinson, 1993). Para galaxias de disco aisladas, Ostriker & Peebles (1973) demostraron que existe un valor para el cociente entre la masa del disco de la galaxia y la masa de su halo arriba del cual, la formación de una barra se ocurre de manera espontánea. Esta inestabilidad se conoce como "inestabilidad de barra". En el caso de pares de galaxias, sin embargo, es posible que debido a la interacción se forme una barra aun cuando el cociente de masas  $M_{disco} / M_{halo}$  sea inferior al establecido por Ostriker & Peebles (Noguchi, 1989). Varios autores han demostrado a partir de simulaciones de N-cuerpos que la interacción entre galaxias puede inducir la formación de barras (Noguchi, 1987; Gerin, Combes & Athanassoula, 1990; Sundin & Sundelius 1991; Sundin, Donner & Sundelius, 1993). A partir de simulaciones numéricas, Miwa & Noguchi (1998) encontraron que existen diferencias cinemáticas entre las barras de galaxias de disco según su origen: inestabilidades del disco o perturbación externa. Aunque este resultado es cuestionable (Athanassoula 2003- comunicación personal), la posibilidad de este tipo de diferenciaciones necesita un estudio detallado de la cinématica de este tipo de estructuras tanto en galaxias aisladas como en galaxias en interacción. Trabajos recientes han demostrado que la interacción entre galaxias, en particular cuando una galaxia satélite atraviesa el disco de la galaxia principal, puede también destruir la barra presente en un disco o bien disminuir la intensidad de dicha barra, pasando la galaxia de ser "fuertemente barrada" a tener una barra débil o bien a perder esta estructura del todo (Berentzen et al, 2003).

### Estructura espiral de gran diseño

Existen dos maneras distintas de explicar la estructura espiral de "gran diseño" en galaxias tipo M51. Una de ellas consiste en la hipótesis de una onda de densidad cuasi-estacionaria (Lin & Shu, 1967), la cual sugiere que los brazos espirales son de origen intrínseco. La otra apela a la interacción con una galaxia satélite como mecanismo externo que detona la formación de brazos espirales (Toomre, 1969).

Es un hecho observacional que gran parte de los ejemplares más bellos de galaxias espirales cuentan con una galaxia acompañante, c.f. M51. Voronstov-Velyaminov (1958) observó una correlación importante entre la presencia de un acompañante y la deformación de brazos espirales para un gran número de sistemas de este tipo. Sin embargo, salvo las galaxias S0, no se conoce ninguna galaxia de disco que no presente estructura espiral y resulta bastante improbable que todas las galaxias de este tipo hayan sufrido por lo menos una interacción a lo largo de su historia.

En el caso de que la estructura espiral de "gran diseño" sea producto del encuentro con otra galaxia, los brazos son ondas de densidad transitorias que se forman debido a esfuerzos inducidos en el disco por las partes externas de galaxias que han sido deformadas o bien, debido a la amplificación in situ de ondas cinemáticas débiles. Estos modelos de N-cuerpos han logrado explicar las estructuras externas de gas observadas en pares interactuantes (Hernquist, 1990). La mayor crítica en contra de la naturaleza transitoria de los brazos espirales (Lin & Bertin 1995) es que las variaciones de amplitud a lo largo de los brazos espirales de galaxias interactuantes no pueden ser explicadas por modelos numéricos que involucran la perturbación de una compañera y que de cualquier modo, es necesario que dichos brazos existan antes del encuentro. Sin embargo, contrariamente a la teoría de onda de densidad, estos modelos logran explicar la estructura espiral en M51 detectada al interior de la resonancia interna de Lindblad (Zaritsky et al. 1993). Estos modelos predicen también el flujo de materia hacia la galaxia acompañante, lo que podría explicar el brote de formación estelar intensa observado en la misma. Es posible entonces que las interacciones estimulen esta estructura espiral de por sí existente. Elmegreen & Elmegreen (1982) encontraron que únicamente el 30% de las galaxias tipo Sa aisla-

Capítulo 2 : Galaxias en interacció	TESIC	CON	§2.5.1 Anill	os y otras estructuras
	FALLA DO	UU14		
ί	TURN DE	OBGENI		
1		The second se	7007 -la	les meleries de

das presenta estructura espiral bien definida, mientras que 70% de las galaxias de este mismo tipo, pertenecientes a un par o grupo, presenta una estructura espiral marcada. Por su parte, Byrd & Howard (1989) realizaron un estudio analítico complementado con un experimento numérico sobre los mecanismos de excitación para los brazos espirales de M51. En este estudio se consideraron dos componentes: gas y estrellas, junto con un halo. El resultado fue que la estructura espiral externa de M51 puede explicarse satisfactoriamente con el paso reciente  $(7.0 \times 10^7 \text{ años})$  de la galaxia acompañante, NGC 5195. Los brazos espirales externos se comportan como brazos materiales, es decir, las nubes de gas permanecen en los brazos conforme estos se enrollan. La estructura espiral interna se comporta como una onda de densidad accionada por los brazos formados por las fuerzas de marea, y no como resultado directo del paso de la acompañante (Howard & Byrd, 1989). Otro resultado interesante de simulaciones que buscan recrear la estructura espiral de ciertas galaxias es el hecho de que entre más importante es el halo de la galaxias, más estable es el disco y, por lo tanto, las inestabilidades y estructuras tardan más en desarrollarse con el paso de una compañera. Del mismo modo se observa que el paso de una galaxia acompañante desarrolla una estructura espiral tanto en regiones externas como en regiones internas, mientras que la mayoría de las galaxias aisladas sólo presentan estructura espiral externa (Salo & Laurikainen, 2000).

### Anillos y otras estructuras

Los choques entre galaxias también pueden producir anillos en el disco de las galaxias dando lugar a galaxias llamadas "galaxias de anillo" (*ring galaxies*), las cuales no deben ser confundidas con galaxias de disco con anillos de material situados en sus resonancias y que son resultado de la dinámica intrínseca del disco (Athanassoula & Bosma, 1985).

Las galaxias de anillo presentan una estructura anular rodeando una región aparentemente vacía dentro de la cual en algunos casos puede verse un núcleo fuera de centro. El ejemplo clásico de este tipo de objetos es la galaxia de la Rueda de la Carreta (*Cartwheel* - Figura 2.4). Estos objetos son raros y generalmente se encuentran en medios de densidad baja. Theys & Spiegel (1976) observaron que este tipo de galaxias suelen tener una compañera localizada preferentemente cerca del eje menor del anillo. Esto los llevó a simular el encuentro entre una compañera pequeña chocando con una galaxia de disco encontrando que efectivamente se producían anillos en el disco (Theys & Spiegel, 1977). Una explicación de lo que ocurre durante el choque es que el intruso se acerca al disco, la fuerza gravitacional que ejerce sobre las partículas del disco aumenta y provoca que las órbitas de estas estrella se contraigan. Cuando la compañera abandona el disco ocurre un rebote fuerte lo que hace que las órbitas se congregen y se forme una onda de densidad transitoria la cual se propaga hacia afuera del disco. Un segundo y tercer rebote son posibles, resultando en un
segundo y tercer anillo (Lynds & Toomre, 1976; Toomre, 1978).

Así como la interacción entre galaxias puede producir anillos en el disco de una galaxia, se cree que también las interacciones pueden inducir la formación de anillos polares, i.e. anillos en un plano perpendicular al plano del disco de la galaxia.

En lo que se refiere a galaxias tipo S0, se han observado anillos polares alrededor de éstas compuestos de polvo, estrellas jóvenes y gas con una rotación importante. Es claro que estos anillos provienen del material de una galaxia acompañante. Se cree que dichas estructuras se forman por la captura de un sistema cercano debido a las fuerzas de marea que ejerce la galaxia principal o bien a la fusión de una galaxia rica en gas (Reshetnikov & Evstigneeva, 1999). La geometría excepcional de este tipo de galaxias permite el estudio del potencial galáctico en sus tres dimensiones, así como información directa acerca de la gaxia acretada. Los anillos polares permiten a su vez estudiar un caso particular de formación estelar ya que son estructuras coherentes donde no se encuentran necesariamente los detonadores principales de formación estelar tales como pozos de potencial u ondas de densidad.

Otras estructuras que se han observado en galaxias elípiticas y que se cree pueden ser también producto de interacciones son discos de gas y estrellas que contrarrotan el uno respecto al otro, i.e. el gas y las estrellas rotan en el mismo plano pero con espín antiparalelo. Esto podría deberse a que el gas es el residuo de una galaxias que se fusionó o bien proviene de una compañera con una cantidad importante de gas (Balcells & Quinn, 1989).

#### Alabeos y distorsiones del disco

Otra característica morfológica observada en galaxias interactuantes es el alabeo o torcimiento del disco respecto al plano "principal" de la galaxia. Sin embargo, al igual que las barras, buena parte de las galaxias que presentan alabeo no tienen acompañante. De hecho, todas las galaxias en el Grupo Local (nuestra Galaxia, M31 y M33) presentan alabeo en su disco (Binney & Tremaine, 1987), similar a un símbolo matemático de integral.

Los alabeos del disco figuran como una de las grandes interrogantes en la dinámica galáctica (Noordermeer, Sparke & Levine, 2001), sin embargo no se descarta la posibilidad de que dicho torcimiento sea producto de una interacción pasada. En este sentido, los efectos de marca debidos a la interacción pueden explicar las distorsiones del plano galáctico. En el caso de algunas galaxias en interacción este alabeo se observa en ambos miembros del par y puede ser resultado del cambio permanente de dirección del momento angular del sistema (Amram et al 1989).

Como se ha visto la manera en que la interacción entre galaxias dispara, sostiene o inhibe la formación de estructura en galaxias espirales ha sido ampliamente estudiada. Sin embargo, es importante señalar que en la mayoría de de estos trabajos



el enfoque ha sido estadístico; aún los trabajos más detallados se han concentrado en el aspecto morfológico de estas estructuras o bien desde el punto de vista de la formación estelar inducida por este tipo de encuentros. Sólo un puñado de trabajos se han preocupado por restringir cinemáticamente la formación/supresión de estructura debido al fenómeno de interacción entre galaxias.

# 2.5.2 Formación estelar y actividad nuclear inducidas por el proceso de interacción

Aunque la fracción de gas en una galaxia es pequeña, ésta puede influir de manera significativa en la evolución de las galaxias de disco (cf. Shlosman & Noguchi, 1993). Debido a torcas en la barra estelar, al paso de la onda de densidad o a perturbaciones externas, el gas en el disco de una galaxia puede ser perturbado y comprimido produciendo brotes de formación estelar (Larson & Tinsley 1978; Dultzin-Hacyan,1995 y referencias ahí incluídas). o bien puede ser direccionado hacia el centro de la galaxia, produciendo núcleos activos o brotes nucleares de formación estelar ((Shlosman, Begelman & Frank, 1990; Athanassoula, 1992; Heller & Shlosman, 1994).

#### Formación estelar inducida

Las barras y las interacciones son los dos mecanismos principales susceptibles de generar ondas de densidad en el disco de una galaxia. Cuando la acción de éstos es fuerte, el gas es fuertemente sacudido creándose ondas de choque. Estas ondas juegan un papel esencial en la compresión del gas que sucumben a su propia gravitación y forma estrellas. La primera evidencia clara de dicho fenómeno en galaxias interactuantes estuvo a cargo de Larson & Tinsley (1978) quienes mostraron sobre diagramas de color que las galaxias peculiares (la mayoría interactuantes) presentan una mayor dispersión que las aisladas. Encontraron además que de sistema binario a sistema binario existen variaciones de color importante, las cuales se pueden explicar como el resultado de un único brote de formación estelar superpuesto a una población estelar vieja. Estos autores estimaron que los brotes de formación estelar en sistemas interactuantes tienen aproximadamente la misma edad que la interacción **v** que debido a ésta, alrededor del 5% de la masa total de la galaxia se transforma de gas en estrella. Otro trabajo interesante fue el realizado por Schweizer (1978) sobre Las Antenas. En este par en fusión encontró que la población estelar a lo largo de las colas es similar a la de un disco galáctico, por lo que posiblemente fue arrançada del disco de alguna de las galaxias durante la interacción. Observó también, al final de las colas, complejos HI conteniendo regiones HII y, por lo tanto, estrellas jóvenes. La hipótesis de Larson y Tinsley ha sido confirmada a través de varios trabajos, sobre todo con el advenimiento de nuevas técnicas observacionales en el infrarrojo

(IR) y la puesta en órbita de telescopios espaciales como el IRAS y el ISO. Dentro de este rubro se ha encontrado que algunas galaxias en colisión o en fusión emiten más del 99% de su luminosidad total en el infrarrojo (IR) (Sanders & Mirabel, 1996 y referencias ahí citadas), mientras que en galaxias normales, este tipo de emisión es inferior al 50% de la luminosidad total, Este exceso de emisión en el IR indica una fuerte actividad de formación estelar en galaxias en interacción. Sin embargo, en un estudio sistemático en IR de galaxias en interacción, Joseph et al (1984) encontraron que para 85% de los pares, un miembro del mismo presenta exceso de actividad en IR pero en ningun caso se observa este exceso de actividad para ambos miembros. Por su parte, Kennicutt et al (1987) calcularon la fracción de formación estelar que es provocada por interacciones. Combinando un estudio de la tasa de formación estelar de una muestra completa de pares de galaxias con la fracción de dichos pares en el catálogo de Shapley-Ames, estimaron que las interacciones son responsables del  $(6 \pm 3)\%$  de la formación estelar actual en las galaxias espirales cercanas. Estos autores encuentran también que el vigor con que la formación estelar es inducida esta correlacionado con la intensidad de la interacción, esta última medida a partir de cuán perturbado aparece el sistema. Por otro lado, en su estudio de estructuras de marea, Schombert, Wallin & Struck-Marcell (1990) encontraron que los puentes y las colas de marea son más azules que el disco interno, lo que muestra que en promedio la formación estelar se ha visto aumentada en la zona de la interacción. Así mismo encontraton que además de un exceso en el azul, se observa un aumento en la dispersión de la zona donde la formación estelar toma lugar respecto a la formación estelar en galaxias aisladas. Otros trabajos observacionales han abordado este tema utilizando espectroscopía en el óptico (Keel, 1996; Donzelli & Pastoriza, 1997; Barton, Geller y Kenyon, 2000), observaciones en radio (Condon et al. 1982; Gao & Solomon, 1999) y fotometría en el óptico y el infrarrojo (Bushouse, 1986; Jones & Stein, 1989; Hernández-Toledo & Puerari, 2001; Franco-Balderas et al, 2003).

Barton, Geller & Kenyon (2000) analizaron los espectros en el óptico de una muestra de 502 galaxias en pares y sistemas más complejos (tripletes y grupos) con separaciones  $\leq 50~h^{-1}~kpc$  con el fin de investigar la relación entre la formación estelar y la dinámica del sistema de galaxias. Utilizando modelos de formación estelar y el ancho equivalente de las líneas de emisión del brote encontraron que los brotes con separaciones mayores (proyectadas en el cielo) son en promedio más viejos. Este resultado apoya el escenario en el cual el paso cercano de una galaxia inicia el brote de formación estelar justo después de alcanzar el punto perigaláctico. A su vez, simulaciones de N-cuerpos y SPH de pares en interacción demuestran que la interacción cercana entre galaxias puede iniciar brotes de formación estelar antes de la fusión final si las galaxias tiene un potencial central poco profundo, de manera que estos brotes deben ser visibles mientras las galaxias puedan resolverse como un par .



En cuanto a las simulaciones numéricas, Noguchi & Ishibashi (1986) utilizaron un modelo basado en partículas de prueba y simulaciones en dos dimensiones para trabajar tanto con las estrellas como el gas y determinar la variación en la tasa de formación estelar durante un encuentro, concluyendo que ésta llegaba a un máximo alrededor de 10<sup>8</sup> años después de alcanzar la distancia perigaláctica. Este resultado fue confirmado por Olson & Kwan (1990) quienes utilizaron un modelo tridimensional que tomaba en cuenta el cambio en el potencial de las dos galaxias durante el encuentro. Utilizaron además reglas más elaboradas para la colisión, tomadas de Latanzio & Henriksen (1988), las cuales incluían coalescencia y rompimiento de las nubes de gas. Según estas reglas, la interacción aumenta la tasa de rompimientos más que la tasa de coalescencia, además de que la primera se ve incrementada según la fuerza de la interacción. De ese modo, mientras más violenta sea la interacción de dos galaxias más perturbado y fragmentado se encontrará el medio interestelar de las mismas. Por otro lado, simulaciones recientes de encuentros de galaxias utilizando códigos de N-cuerpos y SPH muestran que la formación estelar es inducida en todas las direcciones azimutales (Mihos & Hernquist, 1996).

Si bien es un hecho que las interacciones aumentan la tasa de formación estelar, la relación entre la interacción entre galaxias y la formación estelar inducida es menos clara que el entendimiento de la morfología inducida por este tipo de encuentros. Lo que queda por explorar en detalle es la dependencia de esta formación en las propiedades físicas y cinemáticas del par. Esto debe llevar a realizar estudios observacionales más profundos y completos que incluyan la cinemática detallada de cada una de las integrantes, acompañados de simulaciones dinámicas de los encuentros, mapas de alta resolución de la distribución y cinemática del gas atómico y molecular, así como observaciones en distintas longitudes de onda de las poblaciones estelares.

#### Actividad nuclear inducida

El estudio de la formación estelar y la actividad nuclear inducidas en galaxias en interacción es motivo de gran atención en astronomía extragaláctica. Durante varios años, el estudio de la actividad nuclear en galaxias se enfocó al modelaje de la fuente central de energía; sin embargo, se ha visto la importancia no sólo de las regiones externas de galaxias con núcleo activo, sino también del entorno de las galaxias en la inducción de actividad nuclear. Esto ha llevado a suponer que la interacción de galaxias juega un papel importante en estos energéticos fenómenos. Una gran cantidad de estudios observacionales realizados en los últimos quince años sugieren que la interacción de dos galaxias afecta las propiedades de sus núcleos. Las primeras evidencias se obtuvieron a partir de estudios sistemáticos de galaxias en radio (Stocke, 1978; Hummel, 1980; Condon et al, 1982). Más tarde, estudios de galaxias en interacción y galaxias en pares en el óptico y en el IR (Heckman et al, 1980; Kennicutt & Keel, 1984; Dahari, 1984; Keel et al, 1985; Joseph & Wright,

1985; Bushhouse et al, 1988; Kennicutt et al, 1987) han esclarecido parte de los procesos físicos responsables del exceso de emisión en radio proveniente del núcleo de estas galaxias. Estos estudios junto con observaciones en otras longitudes de onda señalan que las galaxias en interacción presentan frecuentemente actividad nuclear (Balick et al, 1982). De esta manera, la actividad nuclear de galaxias Sevfert, OSO y radiogalaxias está posiblemente asociada a fenómenos de interacción. Para corrobar esta teoría se han emprendido distintos surveys de este tipo de objetos con y sin interacción buscando determinar si dicha correlación existe. Trabajos como los de Hutchings (1983) y Hutchings et al (1984) encuentran que un tercio de los QSO próximos están en interacción y que, quizás, algunos de los QSO aislados estén en realidad en vías de fusionarse. En cuanto al estudio del entorno de galaxias Sevfert I y II se han realizado varios surveus con resultados contradictorios entre sí. Algunos señalan que efectivamente existe un exceso de compañeras para galaxias Sevfert de cualquier tipo respecto a galaxias que no presentan este tipo de actividad nuclear (Dahari, 1984, 1985). Otros resultados muestran que entre estas galaxias existe una diferencia en su entorno: las galaxias Seyfert 2 presentan un exceso de compañeras, no así las galaxias Seyfert 1 ( Laurikainen et al. 1994; De Robertis, Yee, & Havhoe, 1998). Otros autores como Rafanelli, Violato & Baruffolo (1995) encuentran que no existe diferencia entre los alrededores de un tipo y otro de galaxias activas y otros autores simplemente señalan que no existe un exceso de compañeras para galaxias con actividad Seyfert y que los resultados encontrados son meros efectos de selección (Fuentes-Williams & Stocke, 1988). Esta polémica se recrudece cuando entran en escena la teoría unificada de núcleos activos de galaxias para la cual la diferencia entre galaxias Seyfert 1 y 2 se debe únicamente a un efecto de orientación (Dultzin-Hacvan et al, 1999; Krongold, Dultzin-Hacvan & Marziani, 2001, 2002) Utilizando espectroscopía de rendija larga, Keel (1996) hizo un estudio exhaustivo de la cinemática y los parámetros orbitales de galaxias Sevfert con compañeras encontrando que el hecho de que exista una perturbación parece ser más importante para inducir la actividad nuclear que los detalles mismos de la interacción (dirección del encuentro, tiempo transcurrido a partir del perigaláctico, entre otros). Este autor también encontró que las curvas de rotación de galaxias Seyfert en pares presentan una región de rotación de cuerpo rígido más pequeña respecto al radio del disco que en el caso de galaxias en interacción que no presentan actividad nuclear. Así mismo determinó que las galaxias Seyfert en interacción presentan curvas de rotación menos deformadas que las de galaxias en pares en interacción sin actividad nucler. Por el contrario, en un estudio a partir de observaciones de CO (Sofue et al 1999) muestran que las galaxias en interacción tienen curvas de rotación perturbadas en su parte externa mientras que las partes internas  $(R < 2 \ kpc)$  no presentan particularidad alguna. Se encuentra también que la presencia de brotes de formación estelar o de actividad nuclear no parece mostrar correlación alguna con las propiedades de la



curva de rotación. Es importante aclarar que en el trabajo de Sofue, la muestra de galaxias en interacción no es completa además de ser mucho menor a la utilizada por Keel, además de que en esta longitud de onda no se tiene tan buena resolución como en el óptico.

En cuanto a la teoría de este tipo de excitación, Shlosman (1989) obtiene modelos para brotes de formación estelar y actividad nuclear inducidos por agentes externos encontrando que hay mecanismos tanto externos como internos que pueden estimular la presencia de actividad nuclear en galaxias. Los parámetros que parecen ser determinantes en este tipo de proceso son el tipo morfológico, la masa y la cantidad de gas molecular de las galaxias en interacción. Los modelos que se tiene actualmente de actividad nuclear (acreción a un agujero negro supermasivo ó brotes intensos de formación estelar) requieren canalizar enormes cantidades de gas al núcleo de la galaxia (Shlosman 1995). Una condición necesaria para esto es la presencia de una perturbación no axisimétrica al potencial de la galaxias. Dicha perturbación dinámica puede ser ocasionada por la interacción con otra galaxia.

### 2.6 Formación y evolución de galaxias

Aún cuando de las aproximadamente, 5000 galaxias que aparecen en el New General Catalogue, (NGC) sólo alrededor de una docena han sido identificadas como restos de fusión de galaxias (Amram, 1991), estudios recientes sobre formación y evolución de galaxias sugieren que la formación de galaxias se vió fuertemente afectada por interacciones y fusiones resultando en galaxias nuevas de distinto tipo morfológico. Considerando que en épocas pasadas la densidad del Universo en épocas pasadas era mayor ( $\propto (1+z)^3$ ), Toomre (1977) demostró que la tasa de fusión entre galaxias debía aumentar como  $t^{-5/3}$ . Un año después, el mismo autor demostró , basándose en la densidad de sistemas en vías de fusión y estimando la duración de este período transitorio, que estadísticamente era probable que un gran número de galaxias elípiticas y lenticulares fueran producto de fusiones así como era probable que la interacción entre galaxias de disco podía resultar en la formación de galaxias elípticas (Toomre 1978). Conforme las simulaciones numéricas se volvieron más refinadas se demostró que estas fusiones podíqn no solamente formar galaxias elípticas, sino que también podrían estar relacionadas con el origen de los bulbos de galaxias de disco (Schweizer, 1989; Mihos & Hernquist, 1996). Dicha conclusión se basa en el siguiente razonamiento : las fusiones entre dos galaxias de disco de masas similares conlleva a una relajación violenta del sistema y por lo tanto a la formación de galaxias elípticas remanentes (Toomre & Toomre, 1972; Toomre, 1977; Barnes, 1988). Por el otro lado, la "caída" (infall) de una galaxia pequeña con M << 1% de la masa de la galaxia principal apenas perturba a esta última. De modo que entre estos dos extremos debe existir un rango de cocientes de masa de las galaxias involucradas para el cual la

fusión únicamente destruye una parte el disco principal, construyendo por lo tanto un pequeño abultamiento, i.e. un bulbo, dentro de este disco (Quinn & Goodman, 1986). Este tipo de resultados sugiere entonces que la posición de una galaxia en el diagrama de Hubble puede depender, en gran parte, del número de interacciones que ésta ha sufrido y la intensidad de las mismas. En este sentido se puede suponer que las nubes de gas protogaláctico que se colapsaron en relativo aislamiento produjeron galaxias de disco a un extremo de la secuencia de Hubble. Las colisiones y fusiones más destructivas, que suelen ser aquellas entre discos de masa similares, produjeron elípticas gigantes al otro lado de la secuencia. Entre estos dos extremos, fusiones entre galaxias de masas en mayor o menor grado desiguales produjeron galaxias con un amplio rango de cocientes bulbo a disco (Schweizer, 1989).

Actualmente ha quedado bien establecido que la interacción entre galaxias juega un papel vital en la formación y evolución de galaxias (ver *review* de Schweizer, 1998). Estudios estadísticos a partir de *surveys* de galaxias a mediano y alto redshift (Carlberg, Pritcher & Infante, 1994; Yee & Ellingson, 1995; Patton et al, 1997; Le Fevre et al, 2000) asícomo estudios morfológicos de galaxias lejanas (Brinchman et al 1998) apoyan la idea de que efectivamente a corrimientos al rojo (z) mayores la interacción y fusión entre galaxias es mayor, determinándose una relación para la tasa de fusión con z proporcional a  $(1 + z)^m$  con  $m \approx 3$ .

Es importante señalar que aún cuando actualmente el escenario de formación jerárquica de estructura es aceptado por la mayotía de la comunidad, existen otras teorías para la formación y evolución de galaxias. En este sentido y en particular para "galaxias gemelas". Page (1975) sugirió la posibilidad de que existan procesos de fisión que originen este tipo de sistemas. Según este autor resulta fácil explicar estas similitudes morfológicas si las galaxias consideradas se formaron a partir de las mismas condiciones dada la proximidad de sus "lugares de nacimiento".

Desde el punto de vista teórico, los modelos semi-analíticos actuales de formación de galaxias incluyen procesos radiativos, de dinámica del gas y gravitacionales lo que ha permitido simular la formación de estructura en volúmenes cosmólogicos grandes. Aún cuando estos modelos no tienen la suficente resolución para seguir la formación de galaxias en detalle. la simulaciones de objetos individuales muestran que las galaxias se forman a partir de las fusión de halos de materia oscura dentro de los cuales el gas se enfría rápidamente y se condensa (White & Rees, 1978; White & Frenk, 1991; Navarro, Frenk & White, 1995).

La dependencia de las tasa de interacción y de fusión de galaxias con el corrimiento al rojo (*redshift*) es una prueba importante para evaluar los modelos actuales de formación y evolución de galaxias. Por esta razón actualmente se realizan muchos estudios en esta dirección haciendo uso de los grandes telescopios (cf. Reshetnikov, 1999; Lefevre et al, 2000) con el afán de conciliar observaciones a alto redshift con las teórias cosmológicas en boga (Gottlöber, Klypin & Kravtsov, 2001).

68

# Capítulo 3



## Metodología y técnicas empleadas

### 3.1 Selección de la muestra

Los pares de galaxias en interacción estudiados en esta tesis forman parte de una muestra de pares de galaxias seleccionada dentro de un proyecto para el estudio de la cinemática, formación estelar y actividad estelar inducida en galaxias en interacción. Este es un proyecto a largo plazo que involucra el uso de distintas técnicas observacionales así como observaciones en distintas longitudes de onda para obtener información complementaria que permita un estudio a profundidad de este tipo de fenómenos. En lo que se refiere a la cinemática, se tiene particular interés en estudiar la formación de estructura debido al fenómeno de interacción tal como la estructura espiral de gran diseño, barras centrales y alabeos del disco entre otras. La información cinemática que se obtenga de las observaciones con el interferómetro Fabry-Perot (FP) de barrido PUMA permitirá eventualmente establecer restricciones cinemáticas a los modelos de este tipo de encuentros donde se involucren tanto estrellas como gas y materia oscura con el fin de detallar como se interrelacionan los fenómenos cinemáticos producidos por la interacción con los de formación estelar y actividad nuclear inducidas.

Los pares de galaxias aquí presentados forman parte de un conjunto de pares aislados de galaxia en interacción observados con el interferómetro FP de barrido PUMA a lo largo de varias temporadas los cuales fueron seleccionados a partir de los siguientes criterios:

En primer lugar y para asegurar hasta cierto punto el criterio de aislamiento se revisó el catálogo de pares aislados en el hemisferio norte de Karachentsev (1972) mencionado en el Capítulo 2, sección 2.2.1 buscándose pares en los cuales por lo menos uno de los miembros fuera una galaxia espiral. Este requisito aseguraba que por lo menos en uno de los miembros del par era posible observar líneas de emisión debidas al gas ionizado del disco. Una vez identificados estos pares se buscaron aquellos donde la (o las) galaxia espiral presentara estructura prominente tal como brazos espirales bien delineados, barras centrales, puentes y/o colas de marea. Así mismo se revisó que el tamaño angular de los mismos fuera tal que permitiera una buena resolución con el PUMA (ver Tabla 3.2) y que su declinación no sobrepasara los 70° con el fin de que pudieran ser observados con el telescopio de 2.1 m del OAN en San Pedro Mártir. En este sentido se revisó también el "Atlas de galaxias peculiares" de Arp (1966) buscando sobretodo pares que presentaran estructura espiral de gran diseño ya que el catálogo de Karachentsev (1972) considera objetos con declinación arriba de los 3° mientras que con el telescopio de 2.1 m del OAN-SPM es posible observar objetos con  $\delta \leq -40^\circ$ .

Una vez observado este conjunto de pares se escogieron para su reducción y análisis, aquellos pares de galaxias cuyas observaciones con el PUMA presentaran buena señal a ruido y cuyas particularidades morfológicas tales como puentes y/o colas presentarán emisión en alguno (s) de los canales de barrido. Los cuatro pares de galaxias en interacción seleccionados para este trabajo fueron Arp 271(NGC 5426/27), Kar 468 (NGC 5953/54), Kar 302 (NGC 3893/96) y Kar 389 (Arp 240, NGC 5257/58).

### 3.2 Interferometría Fabry-Perot

La interferómetro Fabry-Perot (FP) se basa en el principio de superposición de ondas electromagnéticas, el cual nos dice que la suma de soluciones de la ecuación de onda también es solución de dicha ecuación. La consecuencia física de este principio es la formación de franjas brillantes y oscuras cuando varias ondas coexisten en una region del espacio. Las regiones brillantes se forman cuando las ondas que coexisten se suman para producir un máximo de intensidad de la onda resultante. Esto se conoce como "interferencia constructiva". Las regiones oscuras se forman cuando las ondas se suman para producir un mínimo de intensidad de la onda resultante. Esto se conoce como "interferencia destructiva".

Un interferómetro Fabry-Perot consiste en dos superficies paralelas, cuyas caras internas son altamente reflejantes y están recubiertas por un material de **reflectan**cia  $\Re^1$ . Estas placas están separadas una distancia d por algún medio, generalmente aire. Una onda incidente proveniente de un punto de una fuente extendida y que incide con ángulo  $\theta_i$ , sufre múltiples reflexiones entre las placas con ángulo de trasmisión  $\theta_t$ . Por cada reflexión entre las placas, un haz resultante abandona el arreglo de placas con el mismo ángulo  $\theta_i$ . Los haces resultantes de estas reflexiones son recolectados por una lente L haciéndolos coincidir sobre una pantalla (Figura 3.1).

Si la fuente es uniforme, para cierto valor de  $\theta_i$ , la luz se redistribuye en un cono formando un patrón con anillos luminosos concéntricos respecto al eje óptico del

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>No confundir con el coeficiente de reflexión  $r = \sqrt{\Re}$ 



FIGURA 3.1: Principio óptico del interferómetro Fabry-Perot. Las placas semireflejantes separadas por una distancia d dejan pasar la luz que proviene de una fuente uniforme F. Los haces inciden con un ángulo  $\theta_i$ . Tras las múltiples reflexiones entre las placas los haces son colimados por una lente L para incidir en el plano focal P formando anillos conéntricos según el ángulo de incidencia de los haces. El anillo central corresponde al orden de interferencia m mayor y el valor del mismo decrece conforme se consideran anilloas más externos. El material entre las placas tiene un índice de refracción n.



\$3.2 Interferometría FP

sistema. Estos anillos luminosos corresponden a un máximo de interferencia. La condición para obtener este máximo de inteferencia es:

$$2nd\cos\theta_i = m\lambda,\tag{3.1}$$

donde n es el **índice de refracción** del medio entre las placas, d es la separación entre las mismas,  $\theta_i$  es el ángulo que forma el rayo incidente respecto al eje óptico,  $\lambda$ es la longitud de onda de la luz incidente y m es un número entero que se conoce como el **orden de interferencia**. El máximo más cercano al centro de los anillos (i.e. al eje óptico del arreglo) corresponde al mayor valor de m, los anillos luminosos más alejados del eje corresponden a órdenes menores (Figura 3.1). Es muy importante señalar que la separación entre los anillos no es la misma al pasar de un orden de interferencia al otro.

La diferencia de camino óptico entre los haces de salida debido a esta reflexión múltiple del haz incidente está dada por la **diferencia de fase**  $\delta$ ,

$$\delta = \pi \ n \ d\cos\theta_i / \lambda, \tag{3.2}$$

Por otro lado, el **contraste** 
$$(F)$$
 de un interferómetro está caracterizado por la reflectancia de la superficie interna de las placas  $(\Re)$  y está dado por

$$F(\Re) = 4\Re/(1-\Re)^2,$$
(3.3)

Usando estas dos expresiones se define la **función de Airy** (A) como la intensidad transmitida a cierto ángulo a través de las placas respecto a la intensidad máxima del haz transmitido. Para una longitud de onda dada, la transmisión máxima ocurre cuando la distancia entre las placas d es un múltiplo de  $\lambda/2$ . De este modo la función de Airy está dada por la siguiente expresión:

$$A(n, d, \theta_i, \lambda, \Re) = \frac{I}{I_{MAX}} = \left[1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}\right]^{-1}$$
(3.4)

Como puede verse de las ecuaciones (3.1) a (3.3), la función de Airy depende de  $n, d, \theta_i, \lambda \neq \Re$ . Para una misma separación entre las placas (d), un medio dado (n) y un cociente de reflexión de las superficies internas ( $\Re$ ), la función de Airy dependerá únicamente de la longitud de onda del haz  $\lambda \neq$  de su ángulo de incidencia  $\theta_i$ . Para haces de luz monocromática ( $\lambda = cste$ ) que inciden en las placas sin importar el ángulo  $\theta_i$ , se puede demostrar (Bland & Tully 1989) que la función de Airy describe una superficie parabólica (para una descripción detallada de esta parábola ver Apéndice B).

La función de Airy puede verse también como el perfil instrumental que relaciona la reflectancia de las placas  $(\Re)$  con la separación entre las mismas (d).



FIGURA 3.2: Función de Airy  $A = I/I_{max}$  en función de la fase  $\delta$  para distintos valores de la reflectancia  $\Re$ .

El valor de  $\delta$  para el cual I va de  $I_{MAX}$  a  $I_{MAX}/2$  es una medida de la **agudeza** (*sharpness*) del anillo y es tal que

$$\frac{4\Re}{(1-\Re)^2} \quad \sin^2 \frac{\delta}{2} = 1$$
(3.5)

i.e.

$$\delta_{1/2} = 2 \sin^{-1}(1/\sqrt{F}) \tag{3.6}$$

A partir de la ecuación (3.6) puede verse que conforme  $\Re$  aumenta,  $\delta_{1/2}$  disminuye. Por lo tanto una manera de aumentar la agudeza de los anillos es aumentar la reflectancia de las superficies internas del Fabry-Perot (Figura 3.2). Una mayor agudeza hará más fácil la identificación de los distintos órdenes de interferencia m.

La precisión con la que un Fabry-Perot puede distinguir la longitud de onda de la luz incidente se conoce como **resolución** (R), y se define como  $\lambda/\Delta\lambda$ , donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz incidente y  $\Delta\lambda$  es la diferencia en longitud de onda que puede resolverse. Se dice que dos longitudes de onda, de misma intensidad, pueden resolverse entre ellas si la mitad de la intensidad máxima de una cae a la mitad de la intensidad de la otra, es decir si para una misma separación entre las placas d,

$$0.5 I_{MAX}(\lambda + \Delta \lambda) = 0.5 I_{MAX}(\lambda), \qquad (3.7)$$

Si la diferencia  $\Delta\lambda$  es tal que las curvas se intersectan en el punto de intensidad media, el sumidero que se observa al sumar ambos contornos se distingue con facilidad (Figura 3.3). Para obtener el valor de  $\Delta\lambda$  correspondiente a esta separación





FIGURA 3.3: Contornos de intensidad de dos anillos de Fabry-Perot apenas resueltos: (a) mostrados separadamente; (b) sumados.

notamos que, para pasar del máximo en intensidad a la mitad del mismo y por lo tanto cumplir con la ecuación (3.7), la diferencia de fase  $\delta$  deber se igual a  $\delta_{1/2}$  y deber ser tal que el segundo término de la expresión (3.4) sea igual a uno, es decir, tal que

$$\sin^2 \frac{\delta_{1/2}}{2} = \frac{(1-\Re)^2}{4\Re}$$
(3.8)

Cuando esto ocurre, la intensidad transmitida es constante conforme d varía de la condición de interferencia máxima para  $\lambda$  a la condición de interferencia máxima para  $\lambda + \Delta \lambda$ . De manera que al pasar del máximo en intensidad para  $\lambda$  al máximo de intensidad para  $\lambda + \Delta \lambda$ , el cambio de fase  $\Delta \delta$  está dado por  $\Delta \delta = 2 \delta_{1/2}$ . Suponiendo que  $\Delta \delta$  es pequeño se puede escribir entonces

$$\sin \delta_{1/2} = \sin \frac{\Delta \delta}{2} \approx \frac{\Delta \delta}{2} = \frac{(1-\Re)^2}{2\Re^{1/2}},$$
(3.9)

Para obtener la relación entre el cambio de longitud de onda  $\Delta\lambda$  respecto al cambio en el ángulo de incidencia  $\Delta\theta_i$  diferenciamos ahora la ecuación (3.1) obteniéndose:

$$-2nd\sin\theta_i\Delta\theta_i = m\Delta\lambda,\tag{3.10}$$

A partir de las ecuaciones (3.9) y (3.10) se encuentra la siguiente expresión para la **resolución** de un interferómetro Fabry-Perot

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m\pi \frac{\Re^{1/2}}{1-\Re} = \frac{m\pi}{2}\sqrt{F}$$
(3.11)

Vemos así que la resolución de un Fabry-Perot depende de dos cantidades: el orden m y la reflectancia de las superficies,  $\Re$ . Si m es muy grande, la resolu-



ción también lo es. A partir de la ccuación (3.1) vemos que el máximo orden de interferencia está dado por

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

$$m_{MAX} = \frac{2nd}{\lambda} \tag{3.12}$$

y corresponde al centro del patrón de anillos del Fabry-Perot. De manera que para separaciones grandes, el orden es grande y por lo tanto la resolución es grande. Por otro lado, si  $\Re$  es muy cercano a la unidad, el poder de resolución que se obtiene es muy grande. Por ejemplo, para  $\Re = 0.9$ , una separación  $d = 1 \ cm$  y un índice de refracción n = 1, el poder de resolución a  $\lambda = 5000$  Å es igual a  $1.20 \times 10^6$ , es decir, que el instrumento puede llegar a medir diferencias en longitud de onda iguales a 0.0042 Å.

El intervalo espectral libre de un interferómetro se define como el intervalo en longitudes de onda que pueden "pasar" entre las placas del FP al variar alguno de los parámetros libres de la expresión (3.1), es decir el ángulo de incidencia  $\theta_i$ , el índice de refracción del medio n o la separación entre las placas d. En el caso del instrumento utilizado para observar los pares de galaxias que se presentan en este trabajo, el parámetro que se varió fue la distancia entre las placas como se describe a continuación.

### 3.2.1 Interferómetro Fabry-Perot de barrido

Aunque en un inicio el interferómetro contruído por Alfred Perot y Charles Fabry contaba con dos placas paralelas fijas, más adelante se vió la utilidad de contar con un instrumento cuyas placas pudieran desplazarse haciendo variar la distancia d. Dicho interferómetro se conoce como "interferómetro Fabry-Perot de barrido". De está manera en un FP de barrido la longitud de onda que es transmitida  $\lambda_{trans}$  no sólo depende del ángulo de incidencia -como lo indica la ecuación (3.1)- sino que dependerá también de la separación d que se dé entre las placas del FP (Figura 3.4).

Como primera aproximación se considerarán únicamente los haces que inciden perpendicularmente a las placas. En este caso la ecuación (3.1) nos da

$$\lambda_{trans} = \frac{2nd}{m},\tag{3.13}$$

Suponemos entonces un haz monocromático de longitud de onda  $\lambda_{trans}$  que incide sobre un FP con separación de placas d. Si  $d = \lambda_{trans}/2$  por la ecuación (3.1) se tendra un máximo de intensidad de orden m = 1. Si d aumenta a  $d = \lambda_{trans}$  entonces se tendrá otro máximo de intensidad, ahora de orden m = 2. De esta manera siempre que d se varíe por un múltiplo de  $\lambda_{trans}/2$  se detectará otro pico de intensidad de orden m igual al múltiplo considerado. La diferencia en longitud de onda  $(\Delta \lambda)_{fsr}$ que corresponde a un cambio de d igual a  $\lambda/2$  (es decir la variación de m en un orden) se conoce como el **intervalo espectral libre** del interferómetro.



FIGURA 3.4: Interferómetro Fabry-Perot de barrido. La distancia entre las placas d puede variarse para dejar pasar distintas longitudes de onda  $\lambda$ .

En el caso en que el haz no sea monocromático, la ecuación (3.13) muestra que para una misma separación d pasan un número infinito de longitudes de onda ya que m es un entero que puede ir de 1 hasta infinito. En este contexto, el intervalo espectral libre  $(\Delta \lambda)_{fsr}$  corresponde a la máxima diferencia en longitud de onda que puede medir el interferómetro sin ambigüedad alguna, i.e. si dos longitudes de onda están separadas por un intervalo mayor al intervalo espectral libre del interferómetro, se obtendrá un resultado incorrecto al medir la diferencia  $\Delta \lambda$  entre una y otra. En otras palabras, el intervalo espectral libre es el intervalo en longitud de onda entre dos líneas espectrales para el cual éstas se traslaparían de manera exacta en órdenes sucesivos.

Para determinar cómo cambia la fase  $\delta$  con la separación entre las placas d diferenciamos la ecuación (3.2) encontrando

$$\Delta \delta = \frac{4\pi \Delta \delta}{\lambda},\tag{3.14}$$

Expresando  $\Delta \delta$  en función del cambio en longitud de onda se llega a la siguiente expresión

$$\Delta \delta = 2\pi m \frac{\Delta \lambda}{\lambda},\tag{3.15}$$

Considerando la definición del intervalo espectral libre se tiene entonces

$$(\Delta\lambda)_{fsr} = \frac{\lambda}{m} \tag{3.16}$$

Sustituyendo en (3.1) en (3.14) para el caso en que todos los haces inciden perpendicularmente se puede expresar el intervalo espectral libre en función de la distancia entre las placas

§3.2.1 Interferometría FP de barrido

$$(\Delta\lambda)_{fsr} = \frac{\lambda^2}{2nd} \tag{3.17}$$

A partir de las expresiones anteriores vemos que el aumentar la distancia d que separa las placas aumenta el poder de resolución del interferómetro sin embargo disminuye el rango espectral libre. En la práctica, uno debe buscar un compromiso entre estas dos características con el fin de optimizar el uso de este instrumento.

TESIS CON

DF OBY

FALLA

Otro parámetro que caracteriza a un interferómetro FP de barrido es la **fineza**  $\Im$  (del francés *finesse*) la cual se define como el cociente entre el intervalo espectral libre y el mínimo de la diferencia en  $\lambda$  que puede medir el interferómetro ( $\delta\lambda$  de la expresión 3.12):

$$\Im = \frac{(\Delta\lambda)_{RS}}{\delta\lambda} = \frac{\pi}{2}\sqrt{F},$$
(3.18)

La fineza es la medida clave del desempeño de un interferómetro y, teóricamente, sólo depende de la reflectancia de las placas y no de la separación entre las mismas por lo que también suele conocerso como **fineza de reflexión**.

En la práctica se utiliza la fineza efectiva,  $\mathfrak{S}_E$  (Le Coarer et al 1992) dada por:

$$\frac{1}{\mathfrak{S}_{E}^{2}} = \frac{1}{\mathfrak{S}^{2}} + \frac{1}{\mathfrak{S}_{D}^{2}} + \frac{1}{\mathfrak{S}_{S}^{2}},\tag{3.19}$$

donde  $\mathfrak{F}_D = \lambda/\delta_d$  es la fineza de defecto asociada con los defectos en la óptica y  $\delta_d$  es es el error cuadrático medio de la separación d; y  $\mathfrak{F}_S = (m \ \delta_i \sin \theta_i)^{-1}$ es la fineza de formación de imagen determinada por la capacidad limitada del receptor para resolver una imagen debido al número finito de pixeles que lo conforman.  $\delta_i$  corresponde al tamaño del pixel para un ángulo de incidencia  $\theta_i$ .

Una vez descritos los principios del interferómetro FP de barrido es lógico preguntarse que tipo de datos se obtienen con el mismo. Para este efecto, consideramos de manera hipotética, únicamente haces que inciden de manera perpendicular en las placas y un orden de interferencia m = 1. A partir de la ecuación (3.13) vemos que para cada separación d se obtendrá una longitud de onda particular. Considerando una fuente extendida de luz tal que la longitud de onda en la que emite depende de la posición sobre la misma tenemos que para cada distancia d se obtendrá una imagen de aquellas regiones de la fuente extendida para las cuales se cumple la ecuación (3.1) con  $\theta_i = 0$ .

La información que se obtiene conforme se barre la distancia d se almacena en forma de "cubo" con coordenadas (x, y, z). Las coordenadas (x, y) son coordenadas espaciales que corresponde a las coordenadas espaciales de la fuente extendida que se observa y z es la coordenada relacionada con la distancia d, es decir con la longitud de onda  $\lambda$  que pasa a través de las placas (Figura 3.5). Se dice que cada plano (x, y)define un canal del cubo de información. De manera informal, estos canales se suelen llamar "rebanadas".



Pasos de barrido (canales)

FIGURA 3.5: Cubo de datos obtenido a partir del barrido del interferómetro Fabry-Perot. Para cada pixel se obtiene un perfil en emisión según el flujo detectado en cada canal

78

### ESTA TESIS NO SALE DE LA BIBLIOTECA 53.2.2 El PUMA

TESIS CON FALLA DE ORIGEN



**Y** FIGURA 3.6: Superficies parabólicas descritas por la transmisión máxima en la función de Airy para una longitud de onda constante, i.e. luz monocromática (Bland& Tully 1989). Cada paraboloide corresponde a una longitud de onda diferente; la fuente de iluminación es uniforme.

Es importante subrayar que todo lo mencionado hasta ahora ha sido para haces que inciden perpendicularmente sobre las placas (i.e.  $\theta_i = 0$ ). Cuando se consideran todos los haces, la situación se complica. Como se mencionó anteriormente para haces de luz monocromática que inciden en las placas, la función de Airy (ecuación 3.4 ) para una longitud de onda constante describe en realidad una superficie parabólica. En el caso de luz que no es monocromática esto resulta en una serie de superficies parabólicas concéntricas que dependen tanto de la separación de las placas d como del ángulo de incidencia  $\theta_i$  (Figura 3.6).

De manera que la "rebanada" de información  $(x_i, y_i, z_o)$ , obtenida para cierta separación no corresponde a una sola longitud de onda sino a longitudes de onda cercanas. Para obtener una longitud de onda por canal es necesario calibrar el cubo de datos considerando un cubo de calibración con el mismo número de canales que el cubo de datos y obtenido a partir del barrido de luz de una fuente monocromática de longitud de onda conocida y cercana a las observadas. De esta manera se conoce la forma de la superficie parabólica para cierta longitud de onda a partir de la cual se puede corregir el efecto debido a las diferencia en el ángulo de incidencia  $\theta_i$ .

### 3.2.2 El interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA

En el campo de la astronomía observacional, el interferómetro de Fabry-Perot ha sido utilizado desde 1899, año en que se publica el primer artículo sobre este instrumento. (Perot & Fabry 1899). Los primeros trabajos que se realizaron con este intrumento comprendieron la medición de las longitudes de onda del espectro solar, el estudio de las líneas de absorción del Sol y la observación de la nebulosa de Orión (Perot & Fabry 1902; Fabry & Buisson 1911; Buisson, Fabry & Bourget 1914).

La técnica de interferometría FP de barrido se utiliza comunmente para estudiar

FALLA DE ONCAE

el corrimiento al rojo o al azul (efecto Doppler) de una línea de emisión (o absorción) con una longitud de onda determinada. Para tal efecto se considera un objeto que emite en resposo a una longitud de onda  $\lambda_{rep}$ . Cuando éste se mueve con una velocidad v respecto al observador (el cual se considera en reposo), la longitud de onda observada  $\lambda_{obs}$  se ve modificada de la siguiente manera:

$$\frac{\lambda_{observada} - \lambda_{reposo}}{\lambda_{reposo}} = \frac{V_{obs}}{c}$$
(3.20)

donde c es velocidad de la luz y  $V_{obs}$  es la velocidad con la que se mueve el emisor, que en el caso de este trabajo corresponde a la velocidad radial de un punto en la galaxia. De este modo, a partir del corrimiento de una línea de emisión para un punto dado en una región HII, se puede conocer su velocidad radial. Para regiones de este tipo es común trabajar con líneas de emisión como  $H_{\alpha}$  o [NII].

Como puede verse la interferometría FP de barrido es una técnica observacional ideal para estudiar la cinématica de objetos astronómicos extendidos como galaxias externas, remanentes de supernova, regiones HII, nebulosas planetarias o superburbujas. Sin embargo dada la aparente dificultad para reducir los datos obtenidos con un FP de barrido, esta técnica había sido subtutilizada hásta los años cincuenta a partir de los trabajos de G. Courtês del Observatorio de Marsella (Courtês 1954, 1955, 1957, 1964; Courtês & Cruvellier 1965). A fines de los años sesenta esta técnica empezó a utilizarse con fines extragaláticos para estudiar la cinemática del gas ionizado en galaxias externas (Carranza, Louise & Courtes 1968; Boulesteix et al 1974; Comte et al 1979), labor que se ha continuado hasta hoy en día (Marcelin et al 1982; Allen, Atherton & Tilanus 1985; Teuben et al 1986; Bland, Taylor & Atherton 1987; Amram et al 1989, 1996, 2002; Buta & Purcell 1998; Plana et al 1999; Valdés-Gutiérrez et al 2002).

El interés en utilizar esta técnica observacional radica en su gran sensibilidad para detectar intensidades débiles, superior a la de espectrógrafos clásicos con el mismo poder de resolución. Asociado a otros componentes, el interferómetro FP de barrido está perfectamente adaptado al estudio de objetos débiles, extendidos y con líneas de emisión aisladas como lo son las galaxias espirales, pues éste requiere de una instrumentación bidimensional de campo grande con un poder de detección monocromática importante y resoluciones espacial y espectral adecuadas. Con esta necesidad en mente se construyó en el Instituto de Astronomía de la UNAM, el interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA, el cual consta básicamente de un reductor focal y un interferómetro Fabry-Perot de separación variable (Rosado et al 1995). Con este instrumento se pueden obtener imágenes directas con filtros de interferencia o de banda ancha e interferogramas a distintas longitudes de onda en el óptico utilizando los filtros  $H_{\alpha}$  ( $\lambda 6562/10$ )<sup>2</sup>, [NII]( $\lambda 6584/10$ ), [OIII] ( $\lambda 5007/10$ )

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Longitud de onda en la cual se centra el filtro (en Å) / ancho a altura media (también en Å)

§3.2.2 El PUMA





y [SII] ( $\lambda6722/10$ ) así como varios filtros extragalácticos  $\lambda6590/30$  ,  $\lambda6620/30$  ,  $\lambda6650/30$  ,  $\lambda6680/30$  ,  $\lambda6750/50$  .

El PUMA consiste de un reductor focal acoplado a un interferómetro Fabry-Perot de barrido, el cual puede llevarse fuera del camino óptico del instrumento para obtener imágenes directas; cuenta además con una rueda de filtros intercambiables y un sistema de calibración. El instrumento cubre un campo de 10 *arcmin* y su escala de placa es igual a 0.59 segundos de arco por cada pixel (*arcsec/pixel*) para un CCD de  $1024 \times 1024$  pixeles. El reductor focal está conformado por un colimador y una cámara. En cuanto al sistema mecánico, éste consiste en una estructura de aluminio que permite acoplar el instrumento al telescopio de 2.1 m del Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir (OAN-SPM). Este incluye, entre otras cosas, diafragmas de campo, un carrusel con tres lámparas de calibración (hidrógeno, helio y neón), una rueda con espacio para siete filtros intercambiables y un riel que permite la entrada y salida del interferómetro del camino óptico del instrumento. El diseño optomecánico del PUMA se presenta en la Figura 3.8.

El interferómetro que utiliza el PUMA es un Queensgate de 2 pulgadas de diámetro con constante igual a 10.74, cuyas características principales se presentan en la Tabla 3.1. Este etalon cuenta con un sistema CS100 que permite el ajuste de los parámetros del "servo-sistema", el paralelismo y la separación entre las placas con un tiempo de respuesta de 0.5 s en pasos de 0.5 nm. El interferómetro debe estar bañado constantemente por nitrógeno seco para evitar problemas con el control

Parámetro	valor	
Orden de interferencia $m$	330 para $H_{\alpha}$	
Intervalo espectral libre $\Delta \lambda_{fsr}$	$19.9766 \text{ \AA} - 916 \text{ km/s}$	
Resolución espectral R	0.8324  Å - 38.16  km/s	
Fineza efectiva $\Im_E$	24	
Pasos de barrido	48	

TABLA 3.1: Características principales del etalon del interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA (Rosado et al 1995)

piezoeléctrico debido a la presencia de humedad en el instrumento durante la observación. En cuanto a la calidad de la imagen del instrumento, pruebas realizadas al mismo mostraron que las aberraciones principales del telescopio no se alteran de manera significativa con la presencia de éste. Se encuentra además que el 80% de la energía del haz de luz se concentra dentro de un círculo de radio igual a 0.28 *arcsec*.

Tanto el instrumento como la separación del interferómetro se controlan a través de una microcomputadora Octagon. El sistema en conjunto es supervisado desde una estación de trabajo SPARC. Para obtener los cubos de información que produce el Fabry-Perot se utiliza un software especializado (LeCoarer et al 1992, 1993) que opera bajo UNIX. Este permite, entre otras cosas, barrer un número determinado de pasos sin recorrer todo el intervalo reduciendo así el tiempo de exposición para objetos de diámetro pequeño con una componente de velocidad angosta, permite también realizar el "bineo" de los pixeles del CCD y la paralelización automatizada de las placas del interferómetro.

### 3.3 Observaciones

Las observaciones de los pares de galaxias estudiados en esta tesis se realizaron en el mes de mayo de 1997 en el telescopio de 2.1 m del Observatorio Astronómico Nacional (OAN) en San Pedro Mártir. Este telescopio tiene un diseño Ritchey-Chretien y secundarios de f/7.5, f/13.5 y f/30. Para observar con el PUMA, el foco debe ser de f/7.5. Las observaciones para Kar 468 fueron realizadas por M. Rosado y H. Hernández-Toledo; para Arp 271, Kar 302 y Arp 240, las observaciones fueron realizadas por A. Bernal, E. Laurikainen y H. Salo en temporadas de observación de M. Rosado. El detector utilizado fue el CCD-TEK de 1024 × 1024 pixeles con una escala de 0.59 arcsec/pixel.

La observación de cada par se realizó barriendo el intervalo espectral libre del PUMA (19.95  $\hat{A}$ = 916 km s<sup>-1</sup>) en 48 pasos. Se obtuvo así un cubo de información

espacial y espectral con 48 "rebanadas". A cada separación (o "canal") se dió un tiempo de exposición de 60 s. Para optimizar la sesión de observación y obtener al mismo tiempo una mayor señal, se obtuvieron dos interferogramas del par de galaxias cada uno de 48 canales. Retirando el interferómetro del camino óptico del instrumento, se obtuvo también una imagen directa de cada par en el filtro que se señala en la Tabla 3.3 y con un tiempo de exposición de 120 s. En algunos casos, con el fin de aumentar la señal en las partes del objeto con emisión débil se dió un "bin" igual a  $2 \times 2$ . Este procedimiento consiste en considerar el flujo detectado en  $2 \times 2$ pixeles, sumarlo y asignar al valor total a cada uno de estos pixeles. De este modo el campo se ve reducido por un factor de 4, i.e. de  $1024 \times 1024$  pixeles se reduce a  $512 \times$ 512 pixeles aumentándose así la señal a ruido en detrimento del muestreo espacial de la imagen. Para aislar la línea de emisión observada,  $H\alpha$  ó [NII], desplazada por efecto Doppler) se utilizaron distintos filtros según la velocidad sistémica de cada par. Esta última se obtuvo haciendo un promedio de la velocidad sistémica de cada componente del par tomada de la literatura. Esta velocidad sistémica da un valor en longitud de onda utilizando la ecuación (3.20). El filtro utilizado para cada caso se escogió de manera que el valor de la longitud de onda resultante fuera cercano al valor de la longitud de onda central del filtro considerado y estuviera comprendido dentro del ancho a altura equivalente (FWHM) del mismo. Para cada par observado, la calibración respectiva se realizó iluminando el detector con una lámpara de comparación con una longitud de onda cercana a la observada. Al igual que con los objetos observados, para cada calibración se barrieron los 48 pasos de barrido o "canales' del PUMA. Así mismo, para cada par observado se tomaron dos calibraciones: una al inicio de la sesión y la segunda al final de ésta, con el fin de monitorear efectos de metrología (paralelismo) del etalón. Considerando que la respuesta de los pixeles del CCD no es uniforme y que los filtros utilizados introducen a su vez aberraciones sobre la imagen, se obtuvo un campo plano o "flat" para cada filtro utilizado. Para obtener esta imagen se utiliza una fuente de luz uniforme tal como el cielo del atardecer que garantice que el CCD sea iluminado de manera uniforme y así "rastrear" los patrones que pueden formarse por defectos intrínsecos en el mismo o bien en los filtros utilizados. Así mismo fue necesario obtener una imagen del fondo instrumental o "bias" Los parámetros generales de las observaciones se presentan en la Tabla 3.2. Los parámetros particulares de la observación de cada par se presentan en la Tabla 3.3.

Parametro	$\frac{Valor}{2.1 m (OAN, SPM)}$	
Telescopio		
Instrumento	PUMA	
Detector	$Tektronic\ CCD$	
Tamaño del detector	$(1024 \times 1024) \ px$	
Interferómetro FP de barrido	ET - 50 (Queensgate)	
Orden de interferencia $m$ para $Hlpha$	330	
Intervalo espectral libre para $Hlpha$	$19.95 \text{\AA}$ (912 $km/s$ )	
Muestreo espectral para $Hlpha$	$0.41 { m \AA}~(19.0~km/s)$	
Tiempo de exposición total (interferogra- mas)	96 min	
Tiempo de exposición total (imagen direc- ta)	120 <i>s</i>	

TABLA 3.2: Parámetros observacionales e instrumentales

### 3.4 Reducción de las observaciones

La reducción de datos de todos los pares observados se hizo utilizando mayormente los programas de reducción  $ADHOCw^3$  y CIGALE (LeCoarer et al 1993). A continuación se presenta un resumen del proceso general de reducción. Un ejemplo detallado de una sesión de reducción de datos obtenidos con el interferómetro FP de barrido PUMA se presenta en Fuentes-Carrera (1999).

Cómo se vio en la Sección 3.2.2, la técnica de interferometría FP de barrido se utiliza comunmente para estudiar el corrimiento al rojo o al azul (efecto Doppler) de una línea de emisión (o absorción) con una longitud de onda determinada (ecuación 3.2) Para los pares observados se trabajó con las líneas de emisión  $H_{\alpha}$  y [NII].  $H_{\alpha}$  corresponde a la transición del nivel 3 al 2 de la línea de Balmer del hidrógeno y su  $\lambda$  en el reposo es de 6562.78 Å. [NII] corresponde a la transición prohibida del nivel  ${}^{1}D_{2}$  al  ${}^{3}P$  del átomo de nitrógeno una vez ionizado y su  $\lambda$  en reposo es igual a 6584 Å.

En primer lugar se realizaron correcciones fotométricas estándar en cada cubo de datos observados o "cubo-objeto". Considerando la naturaleza tridimensional de los datos del PUMA, estas correcciones se realizan canal por canal, i.e. "rebanada" por "rebanada".

Los rayos cósmicos que contaminaban los cubos de observación se quitaron utilizando la función que para tal efecto contiene el programa ADHOCw. Esta función

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>http://www.oamp.fr/adhoc/adhocw.htm desarrollado por J. Boulesteix

Parámetro	Arp 271	Kar 468	Kar 302	Arp 240
	(NGC 5426/27)	(NGC 5953/54)	(NGC 3893/96)	(NGC 5257/58)
Escala ("/px)	1.18	0.59	1.18	1.18
Línea de emisión en reposo (Å)	Ha (6562.78)	[ <i>NII</i> ] (6584)	Hα (6562.78)	Ηα (6562.78)
Corrimiento al rojo <sup>a</sup> $(z)$	0.008738	0.006545	0.003120	0.022600
Filtro ( $\lambda_{central}/FWHM$ en Å)	6650/47	6650/47	6584 / 10	6720 / 20
Línea de calibracioń (Å)	6678.15	6676.15	6562.7	6678.15
Lámpara de calibración	He	Не	H	He

§3.4 Reducción

TABLA 3.3: Parámetros observacionales para cada par de galaxias

<sup>a</sup> Base de datos LEDA

corrige los pixeles con valores mayores que el valor promedio de cuentas más cierto múltiplo *a* de la desviación estándar  $\sigma$  del número de cuentas en todo el campo, i.e. se eliminan valores  $\leq \langle cuentas \rangle + a * \sigma$ . La corrección se hace interpolando los valores de los pixeles adyacentes. Paso seguido se quitó el *bias* para lo cual se promedió el número de cuentas por pixel en la imagen correspondiente al fondo instrumental y restándolo a cada uno de los canales del cubo.

Para la correción de cada cubo respecto al campo plano o "*flat*" se obtuvo el número de cuentas promedio de la imagen 2D del campo plano. Determinado este valor, se dividió la imagen original del campo plano con el fin de obtener un campo plano normalizado. Este último se dividió entre cada canal del cubo-objeto con el fin de corregir por efectos intrínsecos del CCD y el filtro utilizado.

Una vez hechas estas correcciones se procedió a sumar los dos cubos-objeto correspondientes a cada par. Esta suma se hace canal por canal para lo cual fue necesario asegurarse que éstos coincidieran espacialmente. En caso de que se observara un desplazamiento entre el canal i del primer cubo-objeto y el canal i del segundo cubo-objeto (generalmente determinado a partir de la posición de estrellas en el campo), estas imágenes se desplazaban el número de pixeles necesarios hasta hacerlas coincidir.

Con el fin de mejorar el cociente señal-a-ruido para la emisión en cada pixel a lo largo de los 48 canales barridos, se suavizó espectralmente el cubo-objeto resultante de la suma anterior. El proceso de suavizado se presenta en el Anexo I.

Como se vio en la sección 3.2.1, la diferencia de fase que introduce el ángulo de incidencia de la luz en las placas de un FP implica que a cada "rebanada" del cuboobjeto no corresponda una longitud de onda única. Por esta razón las observaciones 3D realizadas con el PUMA deben calibrarse en longitud de onda. Para este efecto se realiza lo que se conoce como el cálculo de fase. Se llama fase al origen del perfil en longitud de onda y se obtiene con el cubo de calibración creándose archivos de dos dimensiones denominados "mapas de fase". Estos mapas indican para cada pixel, el número de pasos de barrido para el cual la figura de interferencia pasa por un máximo. Para cada pixel, la posición del máximo de la línea de emisión observada para cierta galaxia se compara con la posición de la línea de calibración a través de este "mapa de fase", i.e. se interpola cada perfil de manera que el primer canal de cada pixel corresponda a la longitud de onda de la lámpara de calibración -ver Tabla 3.3. La diferencia observada entre la posición de una y de otra, da información sobre la velocidad radial del objeto en cada pixel. En pocas palabras, esta corrección de fase permite dar un mismo origen en longitud de onda a los espectros de obtenidos sobre todos los puntos de las galaxias observadas, permitiéndo así medir el campo de velocidades radiales. De este modo se asocia la misma longitud de onda al mismo canal para todos los pixeles del campo obteniéndose así un cubo de 48 "rebanadas" donde cada "rebanada" corresponde a una longitud de onda definida. A esta operación se



le conoce como la construcción del cubo en longitud de onda o "cubo-lambda". Es importante señalar que para calibrar las observaciones de una línea de emisión en particular corrida al rojo se utiliza una línea de emisión relativamente cercana a la primera. Sin embargo, en algunos casos, cuando la diferencia entre ambas empieza a ser relativamente considerable, intervienen efectos propios de las características del FP que dependen directamente de la longitud de onda del haz que incide sobre el mismo. Por esta razón y para conocer la importancia que efectos de este tipo podrían tener sobre la determinación de las velocidades radiales medidas, se hizo una comparación entre el promedio de la velocidad obtenida directamente del cubo de calibración y la velocidad "teórica" obtenida a partir de la longitud de onda de la línea de emisión considerada (corrida al rojo) y la longitud de onda de la lámpara considerada para la calibración. Dependiendo del corrimiento al rojo de la línea de emisión observada para cada par así como del ancho del filtro utilizado, es posible que los cubos observados se vieran contaminados por líneas de OH, también llamadas "líneas del cielo". Estas líneas debieron sustraerse de los perfiles observados para no introducir errores en la determinación de las velocidades radiales en las galaxias observadas. Para identificar estas líneas se consideraron dos zonas "vacías" en el cubo-lambda (i.e. sin estrellas ni emisión de las galaxias del par) analizándose el perfil asociado a las mismas. En caso de identificarse líneas de emisión correspondientes a alguna transición del OH (Chamberlain 1961), éstas se sustrajeron de los perfiles observados. Además de sustraer las líneas de OH fue necesario sustraer el contínuo del cielo. Como se ha visto, el proceso de barrido del PUMA resulta en la obtención de un valor de flujo en cada pixel para cada una de las 48 "rebanadas" del cubo-objeto. El perfil de intensidad que se obtiene contiene información tanto de la línea de emsión observada corrida al rojo (emisión monocromática) como de la emisión del contínuo tanto del objeto como del cielo (Figura 3.8). Para obtener la imagen (o mapa) de contínuo se consideraron los tres canales con menor intensidad de flujo de cada pixel en el cubo-lambda. Se obtiene entonces el promedio de los mismos siendo éste el valor que se le asigna a dicho pixel en el mapa del contínuo. Una vez determinado este mapa se seleccionaron dos zonas "vacías" para obtener el valor del contínuo del cielo o residual, el cual se restó a cada uno de los canales del cubo-lambda. Por su parte, la imágen (o mapa) monocromática se obtuvo integrando el perfil de la línea de emisión en cada pixel de cada galaxia.

### 3.5 Campos de velocidades y curvas de rotación

### 3.5.1 Mapa de velocidades radiales

Una vez obtenidos los cubos-lambda es posible obtener los mapas de velocidades radiales de cada galaxia en cada par observado. Para cada pixel, esta velocidad se



FIGURA 3.8: Perfil de una línea de emisión mostrando las componentes consideradas para la obtención de la imagen monocromática y del continuo

obtiene a partir del cálculo del baricentro del perfil en emisión (ver Apéndice I). Una vez calculado, se determina la longitud de onda que le corresponde y de ahi, utilizando la ecuación (3.20), se obtiene la velocidad radial del pixel en cuestión.

Con el fin de obtener un cociente señal a ruido (S/N) suficiente para calcular el baricentro del perfil -y por lo tanto la velocidad radial- en las partes externas de las galaxias observadas, se realizaron consecutivamente tres suavizados espaciales o "smoothings" en el cubo-lambda de cada observación utilizando el procedimiento descrito en el Apéndice I. Este suavizado se realizó a lo largo del eje x y del eje yde cada "rebanada" del cubo-lambda. Una vez obtenidos estos nuevos cubos-lambda se construyó un mapa de velocidades radiales con resolución variable. Este es tal que para las partes de las galaxias con mayor S/N, la velocidad radial se obtiene a partir del cubo-lambda original y por lo tanto presentan una mayor resolución. Conforme la S/N disminuía se fueron considerando los cubos-lambda con mayor filtrado espacial, de manera que para las partes más débiles de las galaxias (i.e. con menor S/N se utilizó el cubo-lambda con mayor lisado espacial y por lo tanto con una resolución espacial menor. De esta manera se construyó para cada par de galaxias un mapa de velocidades radiales con resolución variable para el cual se tiene una mayor resolución espacial en las partes de las galaxias con mayor S/N y menor resolución espacial en las partes débiles de las mismas.

Al asignar una velocidad radial al baricentro del perfil es importante tener en cuenta el intervalo espectral libre del instrumento. En el caso del PUMA, éste es igual a 19.97 Å (916  $km \ s^{-1}$ ), de manera que puede darse el caso que para ciertos perfiles, las velocidades radiales reales del punto considerado sean 916  $km \ s^{-1}$  más o menos que la considerada en un principio. Lo que se hizo en nuestro caso fue verificar pixel por pixel que no hubiera variaciones drásticas (i.e. mayores al rango espectral libre) en pixeles adyacentes. En caso de que así fuera, se corregía entonces la velocidad radial determinada previamente.



### 3.5.2 Mapa de ancho total a altura media (FWHM)

A partir de la emisión en cada pixel a lo largo de los 48 canales de barrido se obtuvo el ancho total a altura media (FWHM) <sup>4</sup> asociada al mismo. Para esto fue necesario deconvolucionar los perfiles del cubo-lambda por el perfil instrumental (relacionado con la función de Airy -ecuación 3.19). El procedimiento utilizado se describe en el Apéndice I. En el caso de una gaussiana el FWHM está relacionado con la dispersión e velocidades  $\sigma$  a través de la expresión  $(FWHM)^2 = 2 \times (2 \ln 2 \times \sigma^2) = 2.35 \sigma$ . Sin embargo dada la naturaleza del muestreo, la función que resulta de la convolución de la oprevia no es estrictamente una gaussiana (ver Apéndice I), de manera que el valor del FWHM presentado en cada mapa debe considerarse como un indicador cualitativo de la distribución de la dispersión de velocidades en cada galaxia observada.

### 3.5.3 Curvas de rotación

Las curvas de rotación son una representación gráfica de cómo varia la velocidad de rotación  $V_{rot}$  alrededor de una galaxia espiral en función del radio R respecto al centro de dicha galaxia.

En nuestro caso la velocidad de rotación se obtuvo a partir de la velocidad radial en cada punto de cada galaxia en cada par observado. La determinación de esta  $V_{rot}$ se realiza a partir de las velocidades radiales que se miden para distintos puntos sobre cierta galaxia. A continuación se presenta el método y las suposiciones utilizados para obtener  $V_{rot}$  a partir de la velocidad radial observada  $V_{obs}$  que aparece en el mapa de velocidades radiales.

En primer lugar se supone una galaxia con un disco bien definido en un plano P. El plano P forma un ángulo i con el plano del cielo P' cuya intersección describe una línea recta llamada "línea de nodos". Lo que vemos en este plano es la proyección del disco, es decir, una elipse cuyos semi-ejes mayor y menor (a y b respectivamente) dependen del ángulo i (Figura 3.9).

La relación entre la inclinación del plano de la galaxia considerada respecto al plano del cielo y los semi-ejes de la elipse que se observa en este último está dada por

$$i = \cos^{-1} \left(\frac{b}{a}\right) \tag{3.21}$$

cuando se considera un disco circular y sin espesor.

En el plano P, cualquier punto del disco de la galaxias observada está descrito por las coordenadas polares R y  $\theta$ . Por su parte, la proyección del disco en el plano P' es una elipse rellena, cuyos puntos tienen coordenadas polares  $\rho$  y  $\phi$ .

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Full Width at Half Maximum



FIGURA 3.9: Proyección del disco de una galaxia espiral en el plano del cielo P'. Este disco se encuentra sobre el plano P.  $a \neq b$  son respectivamente los ejes semimayor y semi-menor de la elipse proyectada por el disco de la galaxia en el plano del cielo P'.

Observacionalmente lo que se obtiene es la velocidad radial  $\mathbf{V}_{obs}(\rho, \phi)$  para cada punto dentro de esta elipse. Si trasladamos este vector sobre la línea de visión hasta intersectarlo con el plano P, podemos descomponerlo respecto a tres ejes ortogonales (**x**, **y**, **z**) tales que **x** sea perpendicular al radio vector *R*, **y** sea una prolongación de *R* **y z** sea perpendicular al plano P, como lo indica la Figura 3.10

En el caso general, la velocidad radial observada  $V_{obs}$  tiene la siguiente descomposición en el plano de la galaxia considerada:

$$V_{obs} = V_{syst} + \left[ (V_{circ} + V_{tan}) \times \cos\theta + V_{rad} \times \sin\theta \right] \times \sin i + V_{\perp} \times \cos i \quad (3.22)$$

donde  $V_{syst}$  es la velocidad sistémica de la galaxia observada,  $V_{cir}$  es la componente de velocidad estrictamente circular en el plano de la galaxia,  $V_{tan}$  es la componente tangencial de la velocidad en el plano de la galaxia tal que  $V_{rot} = V_{circ} + V_{tan}$ ,  $V_{rad}$  es la componente radial de la velocidad en el plano de la galaxia y  $V_{\perp}$  es la componente de velocidad perpendicular al plano de la galaxia.

Por otro lado,  $(\rho, \phi)$  y  $(R, \theta)$  se relacionan a través de las siguientes expresiones las cuales se deducen de la Figura 3.11

$$R^{2} = \rho^{2} (\cos^{2}\phi + \sin^{2}\phi \sec^{2}i)$$
(3.23)

$$\tan \theta = \tan \phi \sec i \tag{3.24}$$

63.5.3 Curvas de rotación

Para obtener la velocidad de rotación  $V_{rot}$  a partir de la ecuación (3.22) es necesario suponer que el movimiento predominante en la galaxia es la rotación alrededor del centro de la misma. Es decir que los movimientos no circulares en cada punto son



al misnio. de la galaxia P. V<sub>rot</sub> es la velecidad de rotación alrededor del centro de la galaxia,  $V_{rud}$ es la velocidad radial en el plano de la galaxia y  $V_L$ es la velocidad perpendicular FIGURA 3.10: Descomposición de la velocidad radial observada Vos, sobre el plano

91



FIGURA 3.11: Relaciones trigonométricas entre el plano de la galaxias P y el plano del cielo P'.

despreciables, o a lo más se pueden considerar como perturbaciones, i.e.  $V_{rad} \approx 0$  y  $V_{\perp} \approx 0$ . (Más adelante se discutirá la validez de esta supesición y se introducirá la posiblidad de tener movimientos radiales y verticales importantes.)

A partir de las suposiciones anteriores se llega entonces a la expresión

$$V_{obs}(\rho,\phi) = V_{syst} + V_{ret}(R)\cos\theta\sin i \tag{3.25}$$

Lo que nos da para la velocidad de rotación  $V_{rot}$  al radio R

$$V_{rot}(R) = \left(\frac{V_{ets}(\rho, \phi) - V_{syst}}{\cos \theta \sin i}\right)$$
(3.26)

con las ecuaciones (3.23) y (3.24) para relacionar las coordenadas en cada plano y la expresión (3.21) para la inclinación *i*. A partir de la ecuación (3.26) es posible establecer una relación entre el campo de velocidades radiales y su correspondiente curva de rotación como puede verse en la Figura 3.12 (Amram 1991).

Para obtener la curva de rotación a partir del mapa de velocidades radiales es necesario estimar varios parámetros cinemáticos como son la velocidad sistêmica de la galaxia  $V_{syst}$ , la inclinación de la misma *i*, el ángulo de posición del eje mayor cinematico P 4 (position anale) así como el centre cinemático de la galaxia  $(x_s, y_s)$ . El proceso para estimar estos valores parte de la suposición de que la curva de rotación que se busca determinar presenta poca dispersión a cada radio R y de que dicha curva muestra el mismo comportamiento del lado con velocidades radiales mayores que la sistemica y del lado con velocidades radiales meneros, i.e. que la curva es simétrica respecto al eje menor cinemático de la galaxia. Como se vio en el Capítulo 2, la interacción entre dos galaxias introduce un efecto perturbador en cada uno de los miembros del par provocando distorsiones y modificaciones en su curva de rotación que resultan en una contribución importante de meyimientos ne-circulares.



FIGURA 3.12: a) Mapa de isovelocidades radiales  $(V_{obs})$  y curva de rotación asociada  $V_{rot}$  vs. R para un cuerpo rígido. b) Mapa de isovelocidades radiales  $(V_{obs})$  y curva de rotación asociada  $V_{rot}$  vs. R para velocidad constante respecto al radio (curva plana). c) Mapa de isovelocidades radiales  $(V_{obs})$  y curva de rotación asociada  $V_{rot}$  vs. R para un aumento de la forma  $1 - e^R$  para la velocidad seguida de una disminución kepleriana de la misma. Figuras tomadas de Amram (1991).



radiales y verticales. Sin embargo en el caso de interacciones tempranas, se puede asumir que las partes internas de las galaxias en el par no están todavía fuertemente perturbadas o bien que el efecto de la perturbación es simétrico, de manera que en una primera aproximación, los mapas de velocidades radiales permanecen regulares y simétricos. Esto resultará a su vez en curvas de rotación simétricas y con poca dispersión hasta cierto radio. Con esta suposición en mente, la curva de rotación de cada galaxia en cada par se calculó considerando distintos valores de los parámetros cinemáticos involucrados  $V_{syst}$ , *i*, *P.A.* y ( $x_c$ ,  $y_c$ ). Los valores se escogieron de manera a obtener un curva simétrica en las partes internas de la galaxia con una dispersión mínima. La mala determinación de cada uno de estos parámetros introduce errores sistemáticos en la curva de rotación que se obtiene como se presenta a continucación. En primer lugar se considera un campo de velocidades radiales teórico cuya curva de rotación con una selección adecuada de parámetros, resulta en una curva plana (Figura 3.13).

El centro cinemático de la galaxia es el que determina el origen de las coordenadas  $\rho \ y \ \theta$ . Para galaxias no perturbadas suele coincidir con el centro fotométrico el cual corresponde al pixel más brillante del mapa del contínuo. La mala determinación del centro cinemático se refleja en la curva de rotación de dos maneras: Si  $(x_c, y_c)$  se desplaza sobre el eje mayor de la galaxia, la curva de rotación se desplaza tanto en x como en y, presentándose además dispersión de los puntos. Por el contrario, si  $(x_c, y_c)$  se desplaza sobre el eje menor, la curva sigue pasando por el centro, pero los puntos muestran una dispersión grande, sobre todo al inicio de la meseta (Figura 3.14).

Para determinar la velocidad sistémica  $V_{sust}$  de cada galaxia por lo general se toma como valor de partida alguno de los valores dados en la literatura. Una vez determinado este valor, se compara con la velocidad radial que corresponde al centro galáctico determinado previamente  $(x_c, y_c)$ . En caso de que estos valores muestren una diferencia importante, se utiliza este último como valor de partida. Las modificaciones que presenta la curva según los errores en la determinación de  $V_{sust}$  escogida repercuten en la simetría de la curva al superponer sus dos lados. Si  $V_{syst}$  es mayor a la correcta, el lado de la galaxia en recesión, es decir el lado cuyas velocidades son mayores a  $V_{syst}$ , alcanzará su meseta con una velocidad menor a la del otro lado de la curva. Si  $V_{syst}$  es menor que el valor adecuado, el lado de la galaxia en recesión alcazará la meseta para velocidades mayores a las del otro lado (Figura 3.14). En otras palabras, una velocidad sistémica incorrecta se traduce en el hecho de que la curva no pasa por el punto (0,0) de los ejes de coordenadas  $V_{rot}$  y R. Por definición, el eje mayor cinemático es la recta que pasa por el centro cinemático, y en el caso ideal, es perpendicular al eje menor cinemático, cortando a las demás isovelocidades de manera simétrica. Junto con la inclinación i, el eje mayor cinemático interviene en la "deprovección" de la elipse observada al disco real, pues el ángulo que forma



FIGURA 3.13: Mapa de velocidades radiales modelo para una curva de rotación plana con una selección adecuada de parámetros:  $(x_c, y_c) = (144, 160)$ .  $V_{ryst} = 9050 \ km \ s^{-1}$ .  $P.A. = 132^{\circ}$ ,  $i = 60^{\circ}$ .



95





Å

50

. .

Ч

53.5.3 Curras de rotación

Capitulo 3 : Metodologia

90

ORIGEN

DE

FALLA

TESIS CON



con la vertical define al ángulo de posición (P,A) de la galaxia. Por convención, este ángulo se mide a partir del eje mayor en el sentido contrario al de las manecillas del reloj (es decir, de norte a este en el plano del cielo). Si el P.A no es el correcto, se observará una dispersión importante en la curva de rotación, la cual aumentará conforme nos alejemos del ángulo correcto (Figura 3.15) independientemente del sentido considerado. Por su parte, una mala determinación de la inclinación del disco de la galaxia, se traduce en una estratificación de los puntos en la curva de rotación, i.e. para un mismo radio se tienen varias velocidades de rotación (Figura 3.15).

En la práctica, el primer paso para reducir la dispersión en las curvas de rotación calculadas fue considerar únicamente un sector de ángulo  $\Theta_{sect}$  a un lado y otro del eje mayor del campo de velocidades. El valor del sector considerado para cada galaxia de cada par se presenta en la Tabla 3.4. El criterio para escoger el valor de  $\Theta_{sect}$  se basó sobretodo en que la dispersión de la curva resultante no fuera excesiva, i.e. tal que  $\Delta V_{ret}$  para un mismo radio no fuera mayor que 30 km s<sup>-1</sup>. Dada esta condición, el valor de  $\Theta_{sect}$  varió de una galaxia a otra. El valor de la inclinación se calculó determinando el valor de los semi-ejes mayor y menor  $(a \ y \ b, respectivamente)$  del disco de la galaxia proyectado en el cielo y utilizando la ecuación (3.21)-suponiendo un disco circular. Una vez determinado el eje mayor cinemático, se determinó el valor del P.A. a partir de la orientación del primero. Para poder determinar los valores de a y b se ajustó una clipse a la imagen del contínuo. Cuando no era posible ajustar una única elipse a la imagen del contínuo se consideró entonces una elipse cuvo semieje menor correspondía al semi-eje menor cinemático en el mapa de velocidades de la galaxia considerada. El semi-eje mayor estaba dado entonces por el punto en la imagen del contínuo que se encuentre más alejado del semi-eje menor sobre una línea perpendicular al mismo. La correcta determinación de los semi-ejes de la elipse es importante ya que a partir de éstos se calcula la inclinación del plano de la galaxia respecto al plano del ciclo. La incertidumbre en la determinación de la inclinación tiene un efecto importante en la velocidad de rotación derivada (ver ecuación 3.26). Por ejemplo,  $1/\sin 34^\circ = 1.79$  mientras que  $1/\sin 24^\circ = 2.46$  introduciendo una diferencia de un factor  $\sim 0.7$ . Como se verá más adelante, esto repercute de manera muy importante en la estimación de la masa de la galaxia considerada.

#### Mapa de velocidades residuales 3.5.4

Estos mapas se obtienen mediante la resta del mapa de velocidades radiales observado y un mapa de velocidades radiales ideal. Este mapa de velocidades radiales ideal es el mapa de velocidades que corresponde a una galaxia para la cual únicamente se dan velocidades circulares alrededor de su centro, de manera que

$$V_{ideal}(R) = V_{syst} + (V_{circ}(R) \times \cos\theta \times \sin i)$$
(3.27)


33.5.3 Curvas de rotación

٩

Curva de rotación con una inclinación mayor que la correcta. (c) Curva de rotación con ángulo de posición distinto al correcto.

98

ORIGEN

2 TESIS

 $\leq$ TIVE

CON



FIGURA 3.16: Modelos de mapas de velocidades residuales mostrando las simetrías que aparecen según la variación de parámetros cinemáticos respecto a su valor adecuado (Warner et al 1973). a) Velocidad sistémica  $V_{syst}$  mal determinada. b)Error en el valor del ángulo de posición del eje mayor P.A. c) Curva de rotación asimétrica d) Centro cinemático  $(x_c, y_c)$  desplazado a lo largo del eje menor. e) Centro cinemático  $(x_c, y_c)$  desplazado a lo largo del eje mayor. f) Error en el valor de la inclinación *i*.

El campo de velocidades radiales *ideal* se construye a partir de la curva de rotación observada, asignando a todos los puntos de la galaxia a cierto radio R la velocidad de rotación dada por dicha curva a dicho radio.

Los mapas de velocidades residuales son útiles para evaluar la validez de los parámetros cinemáticos considerados para la obtención de la curva de rotación (Warner, Wright & Baldwin 1973). En general cuando alguno de los parámetros cinemáticos está mal determinado aparecen ciertas simetrías en el mapa de velocidades residuales como lo indica la Figura 3.16.

Los mapas de velocidades residuales permiten a su vez detectar y analizar movimientos no-circulares del gas en la galaxia considerada ya que puntos donde la velocidad residual sea cercana a cero  $V_{res} \sim 0$  correponderán a regiones de la galaxia donde predominen los movimientos circulares alrededor del centro de la misma. Para puntos donde  $V_{res} > 0$  ó  $V_{res} < 0$ , la interpretación se vuelve un poco más complicada. A partir de la ecuación (3.22) puede verse que por definición, la velocidad residual  $V_{res} = V_{ideal} - V_{obs}$  está dada por

$$V_{res} = -\left[ V_{tan} \times \cos\theta + V_{rad} \times \sin\theta \right] \times \sin i \quad - \quad V_{\perp} \times \cos i \tag{3.28}$$

Si  $V_{\perp} \simeq 0$ , el signo de  $V_{res}$  es una combinación de los valores de  $V_{lan}$ ,  $V_{rad} \neq \theta$ . Por ejemplo a lo largo del eje menor cinemático de la galaxia  $\theta = 90^{\circ}$ , 270° lo que implica que la contribución de  $V_{tan}$  es despreciable. Para  $\theta = 90^{\circ}$ ,  $V_{rad}$  tiene el signo opuesto que  $V_{res}$ , mientras que para  $\theta = 270^{\circ}$ ,  $V_{rad}$  tiene el mismo signo que  $V_{res}$ . A



FIGURA 3.17: Análisis de velocidades no circulares a partir del signo de las velocidades residuales cuando las velocidades perpendiculares al plano del disco  $V_{\perp}$  son despreciables.

lo largo del eje mayor cinemático, la contribución de  $V_{rad}$  es despreciable de manera que para  $\theta = 180^{\circ}$ ,  $V_{tan}$  tiene el mismo signo que  $V_{res}$ , mientras que para  $\theta = 0^{\circ}$ ,  $V_{tan}$  tiene el signo opuesto que  $V_{res}$  (Figura 3.17).

El análisis de movimientos no-circulares a partir del mapa de velocidades residuales se complementa con información del mapa de FWHM ya que dependiendo de la inclinación de la galaxia, el valor del FWHM puede asociarse a distintos tipos de movimientos. En el caso en que la galaxia está casi de frente, i.e. *i* pequeña, un FWHM importante puede asociarse con movimientos del gas perpendiculares al plano de la galaxia. En este caso (*i* pequeña), la componente perpendicular  $V_{\perp}$  puede ser despreciada en la ecuación (3.28) para regiones que presenten un valor pequeño para el FWHM, facilitando así el análisis del mapa de velocidades residuales . Por el contrario para una galaxia vista casi de canto (*i* cercana a 90°), un valor grande para FWHM puede asociarse a movimientos del gas no-circulares y/o radiales importantes en el plano de la galaxia. Para valores intermedios de *i*, un FWHM importante se puede asociar a ambos tipos de movimiento.

# 3.6 Determinación de masa

### 3.6.1 Masa dinámica

Como se ha visto, la curva de rotación de una galaxia espiral nos dice cómo se mueve el gas alrededor del centro de la galaxia. A su vez el movimiento de este gas responde a la distribución de masa de dicha galaxia por lo que es natural tratar de inferir dicha distribución a partir de la curva de rotación observada.

Para calcular la masa al interior de un radio R se considera en primera instancia una distribución de masa esférica al interior de dicho radio. Uno puede entonces igualar la fuerza gravitacional que ejerce esta masa M(R) sobre una masa de prueba  $m_p$  y la fuerza centrípeta que experimenta dicha masa  $m_p$  debido su movimiento de rotación como lo indica la ecuación (3.29)

 $F_{gravitacional} = F_{centripeta}$ 

$$G\frac{m_p \times M(R)}{R^2} = \frac{m_p \times V^2(R)}{R},$$
 (3.29)

de donde se obtiene la siguiente ecuación para la masa al interior del radio R

$$M(R) = \frac{V^2(R)}{G} \times R \tag{3.30}$$

1

Para una distribución de masa correspondiente a la inferida para el disco a partir de su perfil de luz, la velocidad de rotación mostraría una disminución kepleriana con el radio (Figura 3.13a). Sin embargo como se ha mencionado anteriormente, para la mayoría de las curvas de rotación observadas la velocidad de rotación no presenta una disminución kepleriana. El hecho de que las curvas presenten velocidades más o menos constantes para radios grandes quiere decir que existe masa considerable en la parte "externa" del disco, lo que hace suponer la existencia de un halo de materia oscura ya que el perfil de luz disminuye con el radio.

Para curvas de rotación planas cuya velocidad de rotación permance constante a partir de cierto radio  $V_{rot} = V_{cte}$  se tiene que

$$M(R) = \frac{V_{cle}^2}{G} \times R \tag{3.31}$$

lo que demuestra que la masa aumenta linealmente con el radio.

Por otro lado, la distribución de masa al interior de un radio R no es forzosamente esférica como se supuso anteriormente ya que el halo de materia oscura puede presentar una distribución distinta. El considerar una distribución de masa triaxial o con forma de disco implica que la masa de prueba  $m_p$  no sólo será susceptible a la presencia de masa al interior del radio al que se encuentra sino que también se verá afectada por la masa al exterior de este radio. La respuesta de una masa frente a este tipo de potenciales es analíticamente mucho más compleja que para el caso de una distribución esferoidal y depende fuertemente de la distribución de masa considerada (Nordsieck 1973; Binney & Tremaine 1988).

Con el fin se simplificar este análisis y dar un rango de masa dentro del cual puede encontrarse la masa de una galaxia de disco, Lequeux (1983) presentó una aproximación al cálculo de la masa al interior de un radio R para cualquier forma de distribución de masa. Para evaluar la masa de una galaxia, el autor considera dos casos extremos: la galaxia vista como un disco plano y la galaxia vista como una esfera. Para el caso del disco plano utilizando las fórmulas del modelo de masa de Nordsieck (1973) y una curva de rotación teórica plana, este autor encuentra que la distribución de masa para un disco plano al interior de un radio R es igual a

$$M(R) = 0.6 \times (RV_{rot}^2(R)/G), \qquad (3.32)$$

donde  $V_{rot}(R)$  es el valor de la velocidad en la parte plana de la curva.

Para el caso de una distribución esférica se utiliza la ecuación (3.30). De modo que para una galaxia real, el valor de M(R) deberá encontrarse siempre entre estos dos valores (ecuaciones 3.30 y 3.32). De hecho si se considera un halo masivo de materia oscura, la expresión (3.30) será la más apropiada para la determinación de la masa de la galaxia en cuestión.

En el caso de galaxias en interacción, las curvas de rotación observadas distan de presentar un comportamiento exclusivamente plano a radios grandes. Sin embargo como se mencionó en la sección 3.5.3 para interacciones tempranas, las curvas de rotación no se encuentran fuertemente distorsionadas en sus partes internas; los movimientos circulares siguen predominando hasta cierto radio  $R_{lim}$  y reflejando por lo tanto la distribución de masa de la galaxia en cuestión. Para determinar este radio, se decidió buscar el radio para el cual la simetría entre el lado "azul" y el lado "rojo" se perdera dramáticamente, i.e. el radio  $(R_{bif})$  al cual la superposición de los dos lados de la curva de rotación presente una bifurcación importante. Es decir el radio al cual

$$|V_{rojo}(R_{bif}) - V_{azul}(R_{bif})| \ge 40 \ km \ s^{-1}, \tag{3.33}$$

Este radio se consideró entonces como  $R_{lim}$  y la velocidad asociada al mismo se utilizó en las ecuaciones (3.30) y (3.32) para estimar un rango de masas para cada galaxia observada. En algunos casos las curvas de rotación observadas presentaban distorsiones únicamente del lado más cercano (en proyección) a la galaxia compañera mientras que el otro lado permanecía plano o casi-plano hasta el útlimo punto detectado en emisión. En estos casos se consideró este radio máximo para el cálculo del intervalo de masa.

Este método permite estimar la masa de una galaxia hasta cierto radio. La masa que se obtiene de este modo se conoce como la "masa dinámica". Sin embargo como se ha mencionado, este método toma en cuenta, únicamente, la masa dentro de cierto radio, pues la curva de rotación se obtiene a partir de los puntos visibles ya sea en el óptico o en radio (en el caso de HI). Para tener información más allá del últimos punto de emisión detectado en el disco de una galaxia se necesita hacer uso de otro tipo de métodos que nos permitan llegar más allá de donde pueden ser medidas las curvas de rotación.

§3.7 Modelos de masa

#### 3.6.2 Masa orbital

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

Como se vio en el Capítulo 1 (sección 1.3.2), el movimiento de una galaxia alrededor de otra permite una estimación de la masa total del sistema. Lo que se hace es considerar la Tercera ley de Kepler para dos partículas de masa  $M_1$  y  $M_2$  orbitando alrededor del centro de masa dle sistema

$$G(M_1 + M_2) \times P^2 = 4 \ pi^2 \times a^3, \tag{3.34}$$

donde P es el periódo de rotación y a es el semi-eje mayor de la órbita.

Conociendo P y a es posible entonces estimar  $(M_1 + M_2)$ . En la práctica para estimar la masa total de un un par de galaxias en interacción deben suponerse tanto la distancia entre las galaxias, la forma de su órbita, su periodo así como el sentido del encuentro. Lo que se hace comunmente es hacer una estimación estadísitica de estos parámetros así como ciertas suposiciones sobre la excentricidad intríseca de las órbitas de estos pares con el fin de estimar tanto su masa como su M/L (Page 1961; Blackman & van Moorsel 1984; Karachentsev & Mineva 1984; Karachentsev 1985; Schweizer 1987b).

En nuestro caso decidimos utilizar el método de Karachentsev & Mineva (1984) para una estimación estadística de la masa órbital de cada par el cual da un valor

$$M_{orbital} = \frac{32}{3\pi} \left( \frac{\Delta V^2 \times X_{12}}{G} \right)$$
(3.35)

donde  $\Delta V$  es la diferencia entre las velocidades sistémicas de las galaxias,  $X_{12}$  es la separación proyectada entre los núcleos de las galaxias y  $32/3\pi$  es el valor promedio del factor de proyección para movimientos circulares de los miembros del par considerando una orientación isotrópica de las órbitas.

Es importante señalar que dada la naturaleza estadística de este método y las diferentes suposiciones que se hacen sobre las órbitas en cuestión, la masa total que se determina para cada par puede variar hasta por un orden de 2.

# 3.7 Modelos de masa

Para determinar la distribución del halo de materia oscura y estimar el cociente masa-luminosidad (M/L). del disco de cada galaxia observada se utilizó el modelo de masa desarrollado por Blais-Ouellette, Amram & Carignan (2001), el cual se basa en los trabajos de van Albada et al (1985) y Carignan (1985). Este modelo considera tanto la distribución de luz de las estrellas, la distribución en densidad superficial del HI y un modelo de halo de materia oscura para ajustar la curva de rotación observada y sigue el principio presentado en el Capítulo 1, sección 1.3.3. Para transformar el perfil de luminosidad observado en un perfil de densidad de masa se supone un cociente masa estelar-luminosidad constante para el disco de la galaxia. El potencial del disco de estrellas puede entonces calcularse utilizando el método propuesto por Kalnajs (1983). Suponiendo que el potencial del disco domina en las partes internas de la curva, el gradiente de dicho potencial se escala entonces para ajustar las velocidades rotacionales observadas en dicha región, teniendo  $(M/L)_D$  como único parámetro variable. En los casos en que se cuenta con un perifi de distribución de HI, éste se utiliza de la misma manera que la distribución de superficial de masa del disco para completar el ajuste de las velocidades de rotación observadas; sin embargo, ésta debe ser multiplicada por 1.33 para tomar en cuenta la contribución de He.

Para radios mayores -y en algunos casos, para las partes internas inclusive- el potencial del disco (junto con el de HI) no puede ajustar las velocidades de rotación observadas por lo que la diferencia  $V_{obs} - V_{disco}$  se ajusta con un halo de materia oscura cuyo potencial está dado por la expresión (3.36). Los halos propuestos en estos modelos pueden ser descritos por dos parámetros: la densidad central característica del halo  $\rho_0$  y el radio del núcleo o "core"  $R_0$ . Para un halo isotérmico la densidad central del mismo está relacionada con la dispersión de velocidades de las partículas del halo en una dimensión  $\sigma$  a partir de la expresión  $\rho_0 = 9\sigma^2/4\pi G R_0^2$ 

En nuestro caso, para tres de los cuatro pares de galaxias presentados en este trabajo no se cuenta con la distribución del HI por lo que el ajuste se realizó considerando únicamente la distribución de la luz de las estrellas (perfil de luminosidad) y un halo de materia oscura. Los modelos de halo de materia oscura considerados en este modelo están dados por la siguiente expresión (Blais-Ouellette, Amram & Carignan 2001)

$$\rho(R) = \frac{\rho_0}{[c + (R/R_0)^{\gamma}][1 + (R/R_0)^{\alpha}]^{(\beta - \gamma)/\alpha}}$$
(3.36)

donde  $\rho_0$  es la densidad característica del halo,  $R_0$  es el radio característico del mismo y c puede forzar la presencia de un núcleo (core) con un perfil de densidad plano, i.e. sin presentar un "pico" o "cusp". Los parámetros  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$  determinan la forma del perfil de densidad. En el caso de una esfera pseudo-isotérmica (Begeman 1987), c = 1,  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 2$  y  $\gamma = 2$ ; para un perfil tipo Navarro Frenk y White -NFW-(Navarro, Frenk & White 1996), c = 0,  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 3$  y  $\gamma = 1$  y para una esfera isotérmica(Kravtsov et al 1998), c = 0,  $\alpha = 2$ ,  $\beta = 3$  y  $\gamma = 0$ . De esta manera, los parámetros que quedan libres para ajustar la curva de rotación observada son el M/L del disco -que nos dará la contribución de la materia luminosa- así como las propiedades del halo  $\rho_0$  y  $R_0$ .

El programa utilizado y facilitado por C. Carignan utiliza una rutina de mejor ajuste entre los tres parámetros libres antes mencionados  $((M/L)_D, \rho_0 \ y \ R_0)$ minimizando la  $\chi^2$  en el espacio tridimensional de estos parámetros.

TESIS CUN FALLA DE ORIGER

# Capítulo 4

# Arp 271: NGC 5426 y NGC 5427

### 4.1 NGC 5426 and NGC 5427

Arp 271 es un par de galaxias en interacción con dos componentes espirales, NGC 5426 y NGC 5427 de aproximadamente el mismo tamaño angular (2.3 arcmin) (Figura 4.1). Esta par fue catalogado por vez primera por Vorontsov-Velyaminov (1959). Más adelante fue incluído por Arp en su catálogo de galaxias peculiares (Arp 1966) en el grupo de galaxias que el autor clasificó como galaxias dobles con brazos que se conectan. Esta conexión se ve claramente en la imagen ultra-contrastada del par en la banda J presentada por Blackman (1982) (Figura 4.2). Esta par ha sido objeto de varios estudios sobretodo de índole estadística formando parte de "surveys" de galaxias en interacción. En su trabajo sobre similitudes entre galaxias en pares interactuantes -ver Capítulo 2, sección 2.2.2, Yamagata, Noguchi & Ive (1989) encontraron que NGC 5426 y NGC 5427 no sólo comparten el mismo tipo morfológico sino que tienen también estructura interna similar así como tamaños angulares comparables, lo que hace que este par caiga dentro de la categoría de "galaxias gemelas". En un trabajo exhaustivo sobre este par, Blackman (1982) encontró una distribución asimétrica de la luz de ambas galaxias donde sólo el 38 % del flujo total proviene de las mitades advacentes. Según este autor, esta disminución de la luz en lados que coinciden se observa en otros pares en interacción (Arp 1966) y puede deberse a la escala de tiempo de la interacción (que no ha sido suficientemente grande para promediar la densidad del material perturbado y la subsecuente formación estelar) y/o al hecho de que un lado de una de las galaxias oscurece a la otra. Sin embargo en este último caso, el lado adyacente de la galaxia que se encuentra enfrente debería aparecer más brillante.

NGC 5426 es una galaxia tipo SA(s)c pec (de Vaucouleurs et al 1991) con clase de luminosidad II (Blackman 1982). Un trabajo previo de Schweizer (1987a) con observaciones espectroscópicas con rendija larga le asigna una velocidad sistémica heliocéntrica  $V_{syst}$  igual a 2584 km s<sup>-1</sup>. A partir de observaciones fotométricas, es-





FIGURA 4.1: a) Imagen directa en la banda B de NGC 5426/27 (Arp 271) tomada del Atlas de Galaxias de Carnegie, Volumen II (Sandage & Bedke 1994). b) Imagen monocromática ( $H\alpha$ ) del par obtenida a partir del cubo de datos del interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA. La flecha indica el segmento del brazo cuasi-rectilíneo, la línea punteada traza lo que sería un brazo espiral "clásico". Las regiones I y II indican el aparente aparente de gas entre las dos galaxias.

106

pectroscopía con rendija larga y usando el método establecido por Nordsieck (1973), Blackman (1982) encuentra un cociente masa-luminosidad en la banda V,  $(M/L)_V$ igual a  $4.1 \pm 0.6$  mientras que en la banda B,  $(M/L)_B = 3.9 \pm 0.7$  al interior de un radio de 22.5 kpc. Ambos valores incluyen corrección por absorción interna.

NGC 5427 es una galaxia Seyfert 2 con tipo morfológico SA(s)c pec (de Vaucouleurs et al 1991). Su clase de luminosidad es clase I (de Vaucouleurs et al 1991). A través de indicadores terciarios se localiza a 26.7 Mpc (de Vaucouleurs 1979) con una velocidad sistémica heliocéntrica  $V_{syst}$  igual a 2730  $km s^{-1}$  (Schweizer 1987a). Dentro de un radio de 14.5 kpc esta galaxia tiene un  $(M/L)_V$  igual a 2.2  $\pm$  0.3 y un  $(M/L)_B$  de 1.7  $\pm$  0.2 (Blackman 1982). Por su parte, González-Delgado & Pérez (1992) encuentran una tasa importante de formación estelar en el disco de la galaxia así como un número mayor de regiones HII (tanto gigantes como supergigantes) que lo que normalmente se espera para una galaxia de ese tipo morfológico. Utilizando espectroscopía de rendija larga, Alfaro et al (2001) obtuvieron la curva de rotación de esta galaxia a lo largo de su eje mayor identificando varias oscilaciones a lo largo de la misma. Según estos autores, estas oscilaciones parecen estar correlacionadas con la presencia de los brazos espirales y pueden interpretarse como el movimiento del gas que se desacelera al encontrarse con el brazo espiral, pasando por encima del mismo y cayendo en una región del otro lado de dicho brazo.

Los parámetros principales de cada galaxia del par se presentan en la Tabla 4.1





FIGURA 4.2: a) Imagen directa ultra-contrastada en la banda J de NGC 5426/27 (Arp 271) tomada del trabajo de Blackman (1982) donde puede evidenciarse la estructura estelar tipo puente entre las dos galaxias

TABLA 4.1: Pará	metros de NGC 5420 y NGC 5427	
	NGC 5426	NGC 5427
Coordenadas (J2000) <sup>a</sup>	$\alpha = 14h \ 03m \ 24.8s$	$\alpha = 14h \ 03m \ 26.0s$
	$\delta = -06^{\circ} 04' 09"$	$\delta = -06^{\circ} \ 01' \ 51"$
Tipo morfológico <sup>b</sup>	SA(s)c pec	SA(s)c pec Sey 2
Clase de luminosidad <sup>c</sup>	II	Ι
$m_B{}^d$ (mag)	12.86	12.06
$D_{25}/2^{\rm d}$	$1.475' = 11.5 \ kpc$	$1.435' = 11.2 \ kpc$
Distancia (Mpc)	29.5 <sup>n</sup>	26.7 <sup>e</sup>
$M_B{}^{\mathbf{d}}$ (mag)	-20.567	-21.167
Brillo superficial promedio en la banda B		
al interior de $D_{25}/2^{d}$ (mag/arcsec <sup>2</sup> )	23.50	22.86
Velocidad sistemica (km/s)	$2516\pm5^{c}$	$2703\pm20^{\rm c}$
	$2584\pm9^{\mathrm{f}}$	$2730\pm9^{ m f}$
	$2575\pm3^{g}$	$2722.5\pm1^{\rm g}$
V <sub>rot max</sub> (km/s)	209 <sup>h</sup>	$172^{\rm h}$
	200 <sup>i</sup>	
P.A. (°)	180°	68°
	$177.5 \pm 1^{g}$	$53.2\pm3$ g
Inclinación (°)	$59\pm2^{c}$	$32\pm2^{c}$
		24.49 <sup>j</sup>
	$59\pm3^{ m g}$	$34\pm2.5^{\mathrm{g}}$
Masa (en 10 <sup>10</sup> $M_{\odot}$ )	$3.39\pm0.13^{\mathrm{c,k}}$	$3.1\pm0.4^{\mathrm{c,l}}$
	11.2 <sup>g,m</sup>	7.5 <sup>g,m</sup>

-1100

108

- <sup>a</sup> Tomada de la base de datos NED (Nasa Extragalactic Database)
- <sup>b</sup> de Vaucouleurs et al 1991
- <sup>c</sup> Blackman 1982
- <sup>d</sup> Tomada de la base de datos LEDA
- <sup>e</sup> Determinada a través de indicadores terciarios (de Vaucouleurs 1979)
- f Schweizer (1987a)
- <sup>g</sup> Este trabajo
- <sup>h</sup> A partir de la curva de rotación del  $H\alpha$  -este trabajo
- <sup>i</sup> A partir de observaciones en 21 cm (Bottinelli et al 1984)
- <sup>j</sup> Keel (1996)
- <sup>k</sup> Al interior de 7.8  $kpc = 0.84 D_{25}/2$  utilizando el método de Nordsieck (1973)
- <sup>1</sup> Al interior de 9.4  $kpc = 0.68 D_{25}/2$  utilizando el método de Nordsieck (1973)
- <sup>m</sup> Al interior de  $D_{25}/2$  considerando una distribución de masa esferoidal
- <sup>n</sup> Estimada a partir del módulo de distancia en la banda B considerando una extinción de 0.21 mag (LEDA)

# 4.2 Mapa de velocidades y curvas de rotación

### 4.2.1 Imagen monocromática

La Figura 4.1b presenta la imagen monocromática  $H\alpha$  del par. Las regiones HII de NGC 5426 aparecen en forma de nudo y se encuentran sobretodo en la mitad oeste de la galaxia. Las partes este y sureste de la galaxia se encuentran prácticamente desprovistas de regiones HII importantes. Para NGC 5427, la mayoría de las regiones HII está localizadas en el lado noreste de la galaxia a lo largo del brazo oeste formando una estructura irregular. Al inicio del brazo este aparecen también regiones HII intensas las cuales disminuyen en intensidad a partir del punto donde comienza el segmento rectilíneo del brazo. Al final de este segmento se observa una región HII brillante la cual no sigue la forma espiral logarítmica del brazo. La intensidad de la emisión disminuye una vez que se continúa el patrón logarítmico del brazo. En esta imagen se observan la mayoría de las regiones HII detectadas por González-Delgado & Pérez (1992). Así mismo se detecta una estructura central ligeramente elongada de alrededor de 32 arcsec de largo total, la cual en algunas referencias se interpreta como una barra. Sin embargo observaciones en banda parecen indicar que en realidad se trata de una estructura compleja difícil identificar debido a la presencia importante polvo (Wozniak et al 1995).

Entre ambas galaxias se observan algunas regiones con emisión las cuales parecen trazar una estructura similar a un puente. Este puente sigue aproximadamente la misma orientación que el puente de estrellas que se observa tanto en la Figura 4.1a como Figura 4.2. Esta estructura parece estar dividida en dos filamentos monocromáticos angostos: I y II (Figura 4.1). El filamento I puede interpretarse como una extensión del brazo oeste de NGC 5426 mientras que la localización del filamento II dificulta asociarlo con cualquiera de los brazos de ambas galaxias.

### 4.2.2 Mapas de velocidades

La Figura 4.3 muestra los mapas de velocidades radiales de NGC 5426/27, mientras que la Figura 4.4 muestra las isovelocidades radiales asociadas.

Para la parte principal de la galaxia, el mapa de velocidades de NGC 5426 muestra poca distorsión si se le compara con el mapa de velocidades de una galaxia de disco aislada. Sin embargo puede observarse cierta distorsión a lo largo de la línea de velocidad "cero" (la línea que corresponde a la velocidad sistémica). Las partes norte y sur de la galaxia (las cuales corresponden respectivamente al lado que se acerca y al lado que se aleja de la galaxia) se muestran bastante simétricas. En las partes externas de la galaxia, sobretodo del lado este, la isovelocidades no siguen el patrón clásico en forma de V de las partes centrales sino que aparecen prácticamente horizontales. Esta parte del mapa de velocidades corresponde a uno de los brazos espirales de la galaxia. En las partes centrales del campo (los 6 arcsec centrales) se observa un ligero desplazamiento entre las isovelocidades del lado que se acerca y de lado que se aleja con respecto del centro cinemático. Esta peculiaridad está marcada con una flecha en la región IV de la Figura 4.3. En esta región las isovelocidades son practicamente paralelas entre sí siguiendo una dirección suroeste-noreste a lo largo de  $\sim 6 \ arcsec$  (Figura 4.4). Este comportamiento puede estar relacionado con una rotación de cuerpo rígido y puede estar asociado con la presencia de una barra incipiente perpendicular a estas velocidades y de una longitud aproximada de 6 arcsec.

Para NGC 5427, las isovelocidades del lado que se acerca (SW) y las del lado que se aleja (NE) son más abiertas y menos regulares que las isovelocidades en NGC 5426. La línea de velocidad cero muestra también distorsiones importantes sobretodo en las partes externas de la galaxia. Las isovelocidades del lado este (el más cercano a NGC 5426) no muestran una orientación preferente. Más de un tercio del segmento rectilíneo del brazo tiene una velocidad promedio de ( $2652\pm7$ ) km s<sup>-1</sup> mientras que el otro tercio tiene un valor promedio distinto ( $2682\pm7$ ) km s<sup>-1</sup> (Región V en la Figura 4.3). Esta distribución de velocidades del fibere considerablemente de las isovelocidades observadas en el otro brazo de NGC 5427 (brazo oeste y su respectiva bifurcación) cuyo rango de velocidades radiales observadas es mucho más amplio. En las partes internas de esta galaxia aparecen isovelocidades cuasiparalelas entre sí dentro de los  $30\pm2$  arcsec centrales (región encerrada en un círculo en las Figura 4.4). Estas isovelocidades delinean la parte central de la galaxia indicando que ésta rota como cuerpo rígido pudiendo asociarse a un bulbo o a una barra.

La Figura 4.5 presenta un acercamiento de las velocidades radiales asociadas a las regiones H11 que dibujan el puente entre las dos galaxias (regiones I y II en la Figura 4.1b).



FIGURA 4.3: Mapas de velocidades radiales de NGC 5126 and NGC 5127. Las líneas presentan el ángulo de posicion P.A, de cada galaxia, las líneas punteadas indican el sector angular considerado para el cálculo de la curva de rotación de cada galaxia. La región HI abarca el posible puente entre ambas galaxias, la región IV (acercamiento) está asociada con las partes centrales de NGC 5426 donde se aprecia una posible barra incipiente. La flecha en es





FIGURA 4.4: Isovelocidades de NGC 5426 y NGC 5427. La región encerrada en un círculo señala la barra central de NGC 5427. Los valores de las velocidades son en  $km \ s^{-1}$ . Las líneas punteadas son una estimación " a ojo" de la interpolación de los datas. Las velocidades sistémicas heliocéntricas son 2575 ± 3  $km \ s^{-1}$  para NGC 5426 y 2722.5 ± 1  $km \ s^{-1}$  para NGC 5427

112

Los valores de la mayoría de las velocidades radiales de estas regiones son cercanas a las velocidades radiales de NGC 5426 (regiones A a L) y se sospecha que pertenecen a esta galaxia. Unicamente las regiones en la parte noreste del puente tienen velocidades radiales más cercana a las de NGC 5427 (regiones M y N) y probablemente pertenezcan al brazo espiral de NGC 5427.



FIGURA 4.5: Mapa de velocidades del probable puente en  $H_{\alpha}$  entre NGC 5426 and NGC 5427. Las letras que aparecen están relacionadas con características cinemáticas particulares en la curva de rotación de esta galaxia que se muestra en la Figura 4.6.

### 4.2.3 Curvas de rotación

### NGC 5426

La curva de rotación de NGC 5426 se calculó considerando los pixeles en el mapa de velocidades dentro de un sector angular  $\Theta_{secl}$  igual a 30° de cada lado del eje mayor de la galaxia. Para esta galaxia el centro cinemático que se utilizó para el cálculo de la curva de rotación coincide con el centro fotométrico en menos de 1 arcsec. Al interior de un radio de 60 arcsec, el conjunto de valores que dieron origen a la curva de rotación más simétrica y con menor dispersión fue P.A. =  $(177.5 \pm 1)^\circ$ ,  $i = (59 \pm 3)^\circ$  y  $V_{sys} = (2575 \pm 3) \text{ km s}^{-1}$ . Estos se presentan en la Tabla 4.1 La Figura 4.6b muestra que la curva de rotación como cuerpo rígido (para R < 3.5 arcsec), la curva aumenta lentamente de 130 km s^{-1} a 200 km s^{-1} a un radio de 65 arcsec. En ambos lados, la curva de rotación presenta ligeras oscilaciones en fase. Para

el lado que se aleja (lado sur, el más alejado de la galaxia compañera), la curva de rotación sigue aumentando con ligeras oscilaciones hasta el último punto detectado a  $R = 80 \ arcsec$ . A este radio, la velocidad de rotación alcanza su valor máximo  $V_{max} = 209 \ km \ s^{-1}$ , cercano a 200  $km \ s^{-1}$  encontrado por Bottinelli et al (1984) con observaciones de HI. Para el lado que se acerca (lado norte, el más cercano a la compañera), la curva de rotación disminuye abruptamente a un valor de (128  $\pm$  12)  $km \ s^{-1}$  a un radio de  $R = 65 \ arcsec$ . Entre 62 arcsec y 80 arcsec, las velocidades disminuyen aún más hasta un valor de  $\sim 100 \ km \ s^{-1}$ . A partir de  $R = 82 \ arcsec$ , se alcanza un valor promedio de 150  $km \ s^{-1}$  llegando hasta  $R = 110 \ arcsec$ .

En cuanto a los valores determinados para los parámetros cinemáticos, comparando con valores anteriores, el valor de  $V_{syst}$  es similar al que encuentra Schweizer (1987a), sin embargo existe una diferencia importante con el valor que determina Blackman (1982).

Con el fin de comparar la curva de rotación obtenida en este trabajo con la reportada por Blackman (1982), se simuló una rendija larga en el mapa de velocidades observado. Esto se hizo considerando los pixeles dentro de un sector angular  $\Theta = 1^{\circ}$  de cada lado del eje mayor cinemático. Para poder superponer ambas curvas, se tuvo que corregir la curva de rotación obtenida por Blackman por la inclinación del disco. Una vez que se hizo esto se pudo ver que ambas curvas de rotación son similares hasta un radio de 50 *arcsec* (Figura 4.7).

#### NGC 5427

Para el cálculo de la curva de rotación de esta galaxia se consideró un sector angular  $\Theta$  de 32° de cada lado del eje mayor cinemático de la galaxia para reducir la asimetría entr un lado y otro de la curva, así como para reducir la dispersión dentro de un radio de 47 *arcsec*.

Dado que para esta galaxia era posible ajustar más de una elipse a la isofota más externa del contínuo, se consideró una elipse cuyo semi-eje menor correspondiera con el semi-eje menor cinemático de la galaxia (velocidades radiales que corresponden a ~ 2740 km s<sup>-1</sup> en la Figura 4.4) con el fin de calcular la inclinación i y el ángulo de posición P.A. de la galaxia. Una vez determinado el semi-eje menor, el semi-eje mayor de la elipse resultante se calculó considerando el punto con emisión en la imagen del continuo que se encontrara más alejado del semi-eje menor a lo largo de una línea perpendicular al mismo. Esta línea perpendicular se tomó como el eje mayor cinemático y determinó entonces el valor del P.A.

El conjunto de valores que dio origen a la curva más simétrica y con menor dispersión fue  $P.A. = (53.2 \pm 3)^\circ$ ,  $i = (34 \pm 2.5)^\circ$  y  $V_{sys} = (2722.50 \pm 1) \ km \ s^{-1}$  (Tabla 4.1). El centro cinemático que se consideró para calcular la curva de rotación de NGC 5427 coincide con el centro fotométrico en menos de 1 arcsec. Globalmente la curva de rotación muestra un comportamiento ascendente alcanzando  $V_{rot} = 154 \ km \ s^{-1}$  a  $R = 46.5 \ arcsec$  (Figura 4.8). Entre 18 arcsec and 29 arcsec se observa sin embargo un "bache" o depresión en ambos lados de la curva. Hasta un radio de  $R = 46.5 \ arcsec$ , la curva se mantiene bastante simétrica. A partir de este radio, las velocidades del lado que se acerca (lado sur, más cercano a la compañera) disminuyen abruptamente con respecto las velocidades del lado que se aleja ( $\Delta V_{rot} = 50 \ km \ s^{-1}$ ). Del lado que se aleja, la curva de rotación aumenta



FIGURA 4.6: Curva de rotación para NGC 5426. El panel superior muestra V(R) vs. R para ambos lados de la galaxia -lado que se acerca y lado que se aleja. Las letras que se muestran están asociadas con las regiones que se presentan en la Figura 4.5. El panel inferior muestra la superposición de ambos lados.  $V_{max}$  indica la velocidad de rotación seleccionada para calcular la masa de la galaxia dentro de un radio  $D_{25}/2$  el cual también se indica en la figura.





FIGURA 4.7: Comparación entre la curva de rotación obtenida por Blackman (1982) con un espectrógrafo de rendija larga (cruces) y la curva de rotación obtenida en este trabajo simulando una rendija larga en el mapa de velocidades (diamantes) y considerando los mismos parámetros cinemáticos que aquel autor.

hasta  $V_{rot} = 172 \ km \ s^{-1}$ . A partir de  $R = 51 \ arcsec$ , la curva se aplana alrededor de un valor ~ 172 km s<sup>-1</sup> hasta el último punto detectado de esta lado de la galaxia,  $R = 62 \ arcsec$ .

La curva de rotación que se obtiene en este trabajo es similar a la encontrada por Blackman (1982), tanto en su forma general como en la velocidad máxima que alcanza ~ 175 km s<sup>-1</sup>. Con el fin de comparar nuestra curva con la curva de rotación obtenida por Alfaro et al (2001), se simuló una rendija larga en el mapa de velocidades obtenido con el PUMA a lo largo de la posición considerada por estos autores y corregida por los valores que ellos consideran para la inclinación y el P.A. ( 30° y 70°, respectivamente). Esta comparación muestra el mismo comportamiento oscilatorio en ambos lados de la galaxia (Figura 4.10).

Los valores de  $V_{syst}$  eucontrados por Blackman (1982), Schweizer (1987a) y Keel (1996) son cercanos a los encontrados en este trabajo. Sin embargo tanto para la inclinación como para el *P.A.* se encuentran diferencias importantes entre los valores determinados en los distintos trabajos. Los valores encontrados en este trabajo son mayores a los encontrados por Keel (1996) y Blackman (1982) quienes también utilizaron consideraciones cinemáticas -ver Tabla 4.1. En nuestro caso, la determinación de la inclinación de la galaxia se basó en parte en la forma de las isofotas. Esta última suele ser fuente de incertidumbres importantes pues para inclinaciones del orden de ~ 30°, las desviaciones de la forma estrictamente circular son pequeñas (cos 34° = 0.83, cos 24° = 0.91) y por lo tanto difíciles de distinguir. Además de esto, la orientación de la isofota considerada puede verse fácilmente afectada por los efectos de los brazos espirales o pequeñas deformaciones debidas a la interacción.



FIGURA 4.8: Curva de rotación para NGC 5427. El panel superior muestra V(R) vs. R para ambos lados de la galaxia. Las letras que se muestran están asociadas con las regiones que se presentan en la Figura 4.9. El panel inferior muestra la superposición de ambos lados.  $V_{max}$  indica la velocidad de rotación seleccionada para calcular la masa de la galaxia dentro de un radio  $D_{25}/2$  el cual también se indica en la figura.







FIGURA 4.9: Isofotas monocromáticas  $(H\alpha)$  para NGC 5427. Las letras señalan particularidades asociadas con variaciones en la curva de rotación de esta galaxia y que se presente en la Figura 4.8. La línea indica el ángulo de posición *P.A.* de la galaxia, las líneas punteadas indican el sector angular a cada lado del eje mayor cinemático de la galaxia considerado para el cálculo de la curva de rotación.



FIGURA 4.10: Comparación entre la curva de rotación obtenida por Alfaro et al (2001) con un espectrógrafo de rendija larga (cruces) y la curva de rotación obtenida en este trabajo simulando una rendija larga en el mapa de velocidades (puntos) considerando los mismos parámetros que aquel autor (P.A, i, center, angular sector).

# 4.3 Movimientos no-circulares

#### 4.3.1 **FWHM**

#### NGC 5426

TE	SIS	COM	7
FALLA	DE	ORIG.	EN

La Figura 4.11a muestra el mapa de FWHM para NGC 5426 en el que se puede apreciar que las regiones HII en las partes centrales de la galaxia presentan un FWHM importante, > 140 km s<sup>-1</sup>. Es importante notar que las regiones con FWHM mayores no coinciden con las regiones HII más intensas. Las regiones con FWHM mayores (~ 170 km s<sup>-1</sup>) se encuentran ligeramente desplazadas hacia regiones HII menos intensas y coinciden con los extremos de la pequeña estructura con forma de barra que se detecta en el mapa de velocidades radiales. Estos valores para el FWHM podrían deberse al movimiento no-circular del gas debido a la presencia de esta barra incipiente.

En este mapa se observa también un patrón peculiar en forma de cruz delineado por regiones con valores importantes para el FWHM y con una extensión aproximada de ~ 35 arcscc. Esta patrón va del noreste al suroeste y del sureste al noroeste de la parte principal de la galaxia (región A en la Figura 4.11a) y no se puede asociar con ninguna peculiaridad morfológica, aunque sigue la misma orientación que la isovelocidades radiales en esta parte de la galaxia. A lo largo del brazo espiral de la galaxia se observan también FWHM con valores importantes (> 140 km s<sup>-1</sup>) en particular en las regiones B, C, y D indicadas en la Figura 4.11a.



para el FWHM. grandes para el FWHM. b) NGC 5427: La elipse muestra la región discutida en el de cruz discutido en la sección 4.3.1. texto (sección 4.3.1). Las regiones Ey F muestran zonas con valores importantes Las letras indican las regiones con valores

120

#### NGC 5427

La Figura 4.11b muestra el mapa de FWHM de NGC 5427. En las partes centrales de NGC 5427 se observan regiones con valores importantes para el FWHM, las cuales coinciden con el máximo en la imagen monocromática y podrían estar asociadas a los procesos de formación estelar en estas regiones. Estas regiones no siguen la orientación de la estructura central delineada por ls isovelocidades (Figura 4.11). En general se percibe una tendencia en la cual los valores para el FWHM aumentan hacia las orillas de los brazos espirales -tanto el brazo este como el brazo oeste- sobre todo en las partes en las que los brazos espirales están bien delineados en la imagen monocromática.

Las partes noreste y este de la galaxias muestran regiones con FWHM importantes (regiones E y F en la Figura 4.11b). Estas regiones no coinciden con ninguna región HII, por el contrario se encuentra a un lado y otro del brazo oeste de la galaxia donde la emisión disminuye de manera considerable. En particular la región E cae dentro de la región observada por Alfaro et al (2001) con un espectrógrafo de rendija larga y corresponde a radios en la curva de rotación donde se observan oscilaciones importantes. Dado que NGC 5427 tiene una inclinación relativamente pequeña  $(i = 34^\circ)$ , los valores grandes que se observa en las regiones E y F podría estar asociada a movimientos verticales del gas antes y después de su encuentro con el brazo espiral como lo describen estos autores.

### 4.3.2 Mapas de velocidades residuales

#### NGC 5426

Con el fin de obtener el mapa de velocidades residuales de esta galaxia se ajustó una curva analítica a la curva de rotación observada de la forma  $V_{rot}(R) \propto R^{-1} \times [R^{1/2} + exp(-R)]$ . Para este ajuste no se consideraron los puntos que parecían estar asociados al puente entre las dos galaxias. La curva ajustada se presenta en el recuadro superior en la Figura 4.12. El mapa de velocidades radiales ideal se construyó entonces a partir de esta curva analítica y la ecuación (3.27). El mapa de velocidades residuales resultante se muestra en la Figura 4.12. Este mapa no mostró ninguna de las particularidades señaladas por Warner, Wright & Baldwin (1973) como indicadores de errores en la determinación de los parámetros cinemáticos para el cálculo de la curva de rotación -ver Capítulo 3, sección 3.5.4de manera que las particularidades que presenta este mapa están directamente vinculadas con movimientos no-circulares del gas.

En la parte central de este mapa (los primeros 6 *arcsec*), las velocidades residuales van de  $-40 \ km \ s^{-1}$  en los primeros 3 *arcsec* al este del centro de la galaxia a  $+90 \ km \ s^{-1}$  en los primeros 3.5 *arcsec* del lado oeste (región 1 en la Figura 4.12). Esta región coincide con la pequeña estructura con forma de barra detectada en el mapa de velocidades radiales.

A lo largo del brazo espiral oeste se observa una contribución importante de velocidades residuales negativas. Al inicio de este brazo (región 2 en la Figura 4.12), esta contribución se localiza en el lado cóncavo del brazo mientras que en el lado convexo del mismo se observan velocidades residuales positivas (región 5). Siguiendo sobre este brazo espiral se observan más regiones con velocidades residuales negativas importantes ahora del lado convexo del brazo (regiones 3 y 4) y hasta llegar a la punta del mismo. Esta contribución importante de velocidades residuales podría explicarse como el gas que se acelera al atravesar el brazo espiral como lo sugirió Pismis (1986) o bien a movimientos verticales asociados al paso del gas a través de la onda de densidad (Alfaro et al 2001). En realidad es posible que esta contribución importante de velocidades residuales sea un reflejo de ambos tipos de movimiento.

Por otro lado, el cambio en la localización de las velocidades residuales negativas señalado anteriormente podría estar relacionado con el movimiento relativo del patrón espiral respecto al movimiento de rotación de la galaxia y por lo tanto estar asociado con el radio de corrotación de la misma (ver Capítulo 1, sección 1.2.3). El punto a lo largo del brazo espiral a partir del cual parece invertirse la localización de las velocidades residuales negativas se señala con una estrella negra en la Figura 4.12 y corresponde a  $R = 50 \ arcsec$ .

Una comparación entre el mapa de dispersión de velocidades y el mapa de velocidades residuales muestra una correlación entre  $V_{disp}$  y  $V_{res}$  para las partes centrales de esta galaxia (Figuras 4.11a y 4.12) lo cual implica una contribución importante de velocidades no-circulares. Debido a la inclinación de la galaxia ( $i = 59^{\circ}$ ), no es posible explicar la dispersión de velocidades en las partes centrales de la galaxia como producto únicamente de movimientos verticales ya que dado el valor de i, esta dispersión también podría ser el resultado de movimientos no-circulares importanes en el plano de la galaxia. Por otro lado, en estas regiones centrales se observan también zonas con velocidades residuales importantes y tales que  $\theta \sim 90,270^{\circ}$ . Considerando estos valores para el ángulo  $\theta$ , la contribución de la velocidad tangencial  $V_{tan}$  en la ecuación (3.28) puede considerarse despreciable, de manera que es posible que una fracción considerable de estas velocidades no-circulares sea en la dirección radial en el plano de la galaxia. Dado que estas zonas corresponden a la pequeña estructura con forma de barra detectada en el mapa de velocidades radiales, estas velocidades no-circulares podrían ser un reflejo del gas moviéndose a lo largo de esta estructura ya sea cayendo al centro de la galaxia o bien alejándose del mismo -ver Figura 3.17, Capítulo 3.

#### NGC 5427

Para NGC 5427 el mapa de velocidades radiales *ideal* también se obtuvo a partir de una curva analítica de la forma  $V_{rot}(R) \propto R^{-1} \times [R^{1/2} + exp(-R)]$ . Esta se ajustó a la curva observada omitiendo los puntos más allá de la bifurcación de la misma con velocidad de rotación baja (i.e. puntos con radios mayores que 46 arcsec para los cuales  $V_{rot} < 115 \ km \ s^{-1}$  para radios mayores a  $R = 46 \ arcsec$ ). El ajuste se muestra en el recuadro superior de la Figura 4.13.

Las regiones con  $V_{res}$  diferente de cero parecen estar relacionadas con los brazos espirales de la galaxia. En la región entre el núcleo de la galaxia y el inicio del brazo este (región 6 de la Figura 4.13) así como al inicio del brazo oeste (región 11) se observan velocidades residuales positivas  $V_{res} > 15 \ km \ s^{-1}$ . Velocidades residuales similares se encuentran también a lo largo del brazo este de la galaxia (región 7), mientras que en los bordes externos del brazo oeste (regiones 9 y 10) se detectan velocidades residuales negativas.

§4.3.2 Velocidades residuales



FIGURA 4.12: Mapa de velocidades residuales para NGC 5426. El recuadro superior muestra la curva analítica ajustada a la curva observada para calcular el campo de velocidades radiales *ideal* El círculo blanco muestra la parte central de la galaxia donde las velocidades residuales parecen indicar movimiento radial del gas en el plano de la galaxia. Las regiones 1 a 5 se discuten en la sección 4.3.2. La espiral dibujada indica la localización del brazo espiral oeste delineado por las estrellas en la Figura 4.1a. La estrella negra indica el punto en el cual las velocidades residuales negativas importantes cambian su ubicación a lo largo del brazo espiral (del lado cóncavo al convexo) y se cree que podría estar relacionada con el radio de corrotación de la galaxia.

TESIS CON	
FALLA DE ORI	<u>GEN (</u>



FIGURA 4.13: Mapa de velocidades residuales para NGC 5427. El recuadro superior muestra la curva analítica ajustada a la curva observada para calcular el campo de velocidades radiales *ideal* Las regiones 6 a 11 se discuten en la sección 4.3.2.

Estas velocidades residuales podrían estar asociada con la aceleración del gas conforme atraviesa el brazo espiral (Pismis 1986). Sin embargo como lo mencionan Martos & Cox (1998) también deben estar presentes movimientos perpendiculares contribuyendo a los movimientos no-circulares en los bordes de este brazo espiral. Ninguna de las regiones con velocidades residuales importantes (positivas o negativas) se localizan a lo largo del eje mayor o menor de la galaxia de manera que no se puede ir más allá con el análisis presentado en el Capítulo 3, sección 3.5.4 y Figura 3.17.

## 4.3.3 Comparación entre particularidades cinemáticas y morfológicas

#### NGC 5426

El puente aparente entre ambas galaxias se analizó comparando la localización de cada región con emisión (proyectada en el plano del cielo) con velocidad radial observada. Sólo las regiones M y N de la Figura 4.5 presentan velocidades radiales más cercanas a las de NGC 5427 y de hecho podrían pertenecer al disco de esta galaxia. Las demás regiones aún cuando parecen estar más cerca de NGC 5427 que de NGC 5426 -en proyección- presentan velocidades más cercanas a las de NGC 5426 (regiones G a L). Se analizó entonces la influencia de cada una de estas regiones en la curva de rotación de NGC 5426 (Figuras 4.5 y 4.6) con el fin de determinar cuáles de estas regiones siguen el movimiento global de rotación de la galaxia y cuáles parecen estar sufriendo los efectos de marea producto de la interacción.

Las regiones A y B siguen el comportamiento global de la curva de rotación, la región F muestra una disminución de 20 km s<sup>-1</sup> en la velocidad de rotación mientras que las regiones adyacentes D, E, G, y J se encuentran claramente por debajo de la velocidad de rotación promedio de la galaxia ( $V_{rot} \sim 110 \text{ km s}^{-1}$ ) comparadas con un valor promedio de ~ 200 km s<sup>-1</sup>). A radios mayores, la velocidad de rotación de las regiones C1, C2, I, K y L muestra un ligero incremento de ~ 30 km s<sup>-1</sup>, sin embargo siguen permaneciendo por debajo de la velocidad de rotación promedio. Unicamente la región H muestra un valor de  $V_{rot}$  cercano al promedio. En el plano proyectado del cielo, las regiones A y B aparecen efectivamente más cercanas a NGC 5426 y es posible que pertenezcan al disco de esta galaxia. Sin embargo las regiones E, D, G y J parecen estar más cercan de NGC 5426 que las regiones K y L cuyas velocidades de rotación son más cercanas al valor promedio. Esto podría dar un indicio de la localización real de este aparente puente en un escenario tridimensional.

En cuanto a la estructura interna de la galaxia, no se tiene información cinemática para los 7 *arcsec* centrales de la galaxia, de manera que cualquier efecto que pudiera tener la posible barra incipiente (con un largo de  $\sim 6$  *arcsec*) en la curva de rotación no puede ser detectada.

#### NGC 5427

Para el lado de la galaxia que se acerca, la mayoría de las oscilaciones que se observan en la curva de rotación pueden asociarse con las regiones HII a lo largo de los brazos de la galaxia (Figuras 4.8 y 4.9). Por ejemplo, la pequeña joroba que se observa alrededor de 16 arcsec corresponde al inicio del brazo oeste y está marcada por una pequeña región HII (región U en la Figura 4.9). Este radio coincide a su vez con el radio de la estructura central delineada por las isovelocidades cuasi-paralelas. A partir de este punto la velocidad disminuye por  $\sim 10 \ km \ s^{-1}$  y coincide con la región interbrazo marcada con una X. Después de esta región, la velocidad de rotación empieza a aumentar de manera regular una vez que se alcanza el segmento rectilíneo del brazo este de la galaxia (zona entre las regiones V y W). Se observa entonces una disminución abrupta de la velocidad de alrededor de 40 km  $s^{-1}$  (región Y) entre la penúltima región HII (región W) y la última región HII del segmento rectilíneo (región Z) así como en la punta del brazo oeste (región N). La punta de este brazo está marcada por una región HII muy intensa y grande donde se están dando procesos de formación estelar importantes (región Z). Este lado de NGC 5427 es el más cercano a la compañera, de manera que la disminución en la velocidad de rotación podría deberse a la desaceleración y homogeneización de las velocidades a lo largo del segmento

rectilíneo del brazo y/o al hecho de que esta parte del brazo ya no se encuentra en el plano principal de la galaxia. Ambos procesos estarían siendo provocados por la interacción con NGC 5426.

Del lado de la galaxia que se aleja, el extremo de la estructura central también coincide con una pequeña joroba en la curva de rotación (región T). La velocidad de rotación decrece también en la región interbrazo (región O). Después de esta disminución, la velocidad aumenta formando una joroba entre el punto donde se bifurca el brazo oeste (región P) -marcada a su vez por una región HII- y regiones HII más grandes y más intensas a lo largo de este brazo (regiones R y S). Esta joroba alcanza entonces una ligera meseta una vez que se alcanza el segmento más externo del brazo oeste (región Q).

En las partes internas ( $R = 16 \ arcsec$ ), el final de la estructura central coincide con una pequeña meseta en ambos lados de la curva con un valor de ~ 110  $kms^{-1}$  para el lado que se aleja (región T) y de ~ 100  $km \ s^{-1}$  para el lado que se acerca (región U).

# 4.4 Análisis dinámico

### 4.4.1 Estimación de la masa

Utilizando el método propuesto por Lequeux (1983) -Capítulo 3, sección 3.6.1. se estimó un rango de posibles masas para cada galaxia. Para tal efecto se estimó el radio al cual se perdía la simetría de cada una de las curvas de rotación ( $R_{bif}$  para el cual se cumple la desigualdad 3.33).

Para NGC 5426 (Figura 4.6), la simetría se pierde a partir de  $R_{bif} = 60 \ arcsec$ . A este radio la velocidad de rotación  $V_{rot}$  es igual a 198 km s<sup>-1</sup>. Considerando que el módulo de distancia dado por de Vaucouleurs (1979) para NGC 5427 también es válido para esta galaxia se tiene  $R_{bif} = 7.8 \ kpc$  de manera que hasta este radio, la masa de la galaxia se encuentra entre  $4.05 \times 10^{10} M_{\odot}$  y  $6.75 \times 10^{10} M_{\odot}$ . Para NGC 5427 (Figura 4.8),  $R_{bif} = 46.5 \ arcsec$  con  $V_{rot} = 154 \ km \ s^{-1}$ . considerando el módulo de distancia de de Vaucouleurs (1979) se tiene  $R_{bif} = 6.02 \ kpc$ . La masa de esta galaxia se encuentra así entre  $1.92 \times 10^{10} M_{\odot}$  y  $3.20 \times 10^{10} M_{\odot}$ . Estos resultados se presentan en la Tabla 4.2

Para ambas galaxias, el lado de la curva de rotación más cercano a la compañera es el que muestra mayor distorsión a partir del radio  $R_{bif}$ , mientras que el lado más alejado, el comportamiento de la curva de rotación no muestra mayor diferencia antes y después de  $R_{bif}$ . De hecho para las dos galaxia la curva de rotación parece aplanarse a radios grandes tras haber alcanzado una velocidad máxima de rotación  $V_{max}$  (Figuras 4.6 y 4.8). Se puede entonces suponer que para cada uno de estos lados, la curva de rotación es representativa del movimiento circular del gas hasta el último punto detectado, de manera que la curva de rotación puede extrapolarse hasta  $D_{25}/2$  considerando  $V_{max}$  como la velocidad en este último punto. Para NGC 5426 se tiene entonces  $V_{max} = 208 \ km \ s^{-1} \ y \ D_{25}/2 = 88.6 \ arcsec = 11.47 \ kpc$ , para NGC 5427,  $V_{max} = 172 \ km \ s^{-1} \ y \ D_{25}/2 = 85.5 \ arcsec = 11.06 \ kpc$ -ambos valores para  $D_{25}/2$  es tomaron de la base de datos LEDA. Considerando estos valores y una distribución de masa puramente esférica se encuentras los siguientes valores para la masa de cada galaxia al interior de  $D_{25}/2$ :  $M_{NGC5426} = 1.12 \times 10^{11} M_{\odot}$  y  $M_{NGC5427} = 0.75 \times 10^{11} M_{\odot}$  Estos resultados se presentan también en la Tabla 4.2

Utilizando la expresión (3.35) para el cálculo dela masa orbital del par se encuentra un valor de  $3.01 \times 10^{11} M_{\odot}$  considerando una diferencia de velocidades sistémicas  $\Delta V$  igual a 147.5 km s<sup>-1</sup> y una separación proyectada de núcleo a núcleo  $X_{12}$  igual a 18.17 kpc.

Comparando la masa orbital con la suma de las masas individuales encontradas con el método de Lequeux se encuentra que  $M_{suma} = M_{NGC5426} + M_{NGC5427} = 1.87 \times 10^{11} M_{\odot}$ , de manera que  $M_{suma}/M_{orbital} = 0.62$ . Es importante tener en cuenta que la ecuación utilizada (ecuación 3.35) es una estimación estadística para una órbita circular. Como se mencionó en el Capítulo 3, sección 3.6.2 para órbitas parabólicas, el resultado puede llegar a ser menor.

#### 4.4.2 Distribución de masa

Para conocer la distribución de masa en cada galaxia de este par se utilizó la fotometría en la banda B obtenida por Wozniak et al (1995). En este caso no se contó con una distribución superficial de HI. Utilizando el modelo de masa de Blais-Oucllette, Amram & Carignan (2001) presentado en al Capítulo 3, sección 3.7 se encontraron los siguientes ajustes para cada galaxia.

Para NGC 5426, ninguno de los modelos considerados (disco máximo, disco submáximo; halo isotérmico, pseudo-isotérmico o tipo NFW) ajusta los primeros tres puntos de la curva de rotación observada. La Figura 4.14 muestra el ajuste con la menor  $\chi^2$ . Este considera un disco máximo con un  $(M/L)_B$  de 11.15 -el cual, cabe señalar dista de ser realista- y una esfera isotérmica para el halo de materia oscura. Los puntos internos de la curva de rotación sólo pudieron ajustarse asumiendo una contribución del disco despreciable (M/L = 0.1 en la banda B) y considerando un halo pseudo-isotérmico con una densidad central importante.  $\rho_0 = 0.005 M_{\odot} pc^{-3}$ . Una razón para explicar que la curva de rotación no puede ajustarse en los puntos internos es que el perfil de luminosidad considerado se tomó a partir de una imagen en la banda B, mientras que es posible que las partes centrales de la galaxia tengan un  $(M/L)_B$  mayor que el resto del disco, i.e. la región del bulbo puede ser más roja.

Para NGC 5427, el mejor ajuste da un valor de  $(M/L)_B = 1.7$ -similar al encontrado por Blackman (1982)- que corresponde a un disco máximo y un halo isotérmico que implica una contribución importante de materia oscura en las partes externas de la galaxia (Figura 4.15). La divergencia entre la curva observada y el modelo ajustado corresponde a regiones asociadas con la presencia de los brazos espirales.

El valor del cociente entre la suma de las masas individuales y la masa orbital  $M_{suma}/M_{orbital} = 0.62$  es consistente con una contribución importante de materia oscura en las partes externas de las galaxias la cual no puede ser detectada con la curva de rotación obtenida con  $H\alpha$  y utilizando el método de Lequeux. Por otro lado, es posible que la masa de NGC 5427 haya sido subestimada debido a una sobrestimación de la inclinación de su disco. Como se vió anteriormente -Capítulo 3, sección 3.5.3- la mala determinación de la inclinación de la una galaxia puede tener efectos importantes en la amplitud de la curva de rotación calcu-

	R <sup>a</sup> <sub>bif</sub> en kpc	$\frac{V(R_{bif})}{\text{en } km \ s^{-1}}$	$\frac{M(R_{bif}) \times 10^{10} M_{\odot}}{M(R_{bif}) \times 10^{10} M_{\odot}}$		$\frac{000120}{D_{25}/2}$ en <i>kpc</i>	$V(D_{25}/2)$ en $km \ s^{-1}$	$M(D_{25}/2) \times 10^{10} M_{\odot}$
NGC 5426	7.8	198	4.05 - 6.75		11.5	208	6.72 - 11.2
NGC 5427	6.0	154	1.92 - 3.20	•••	11.1	172	4.5 - 7.5

TABLA 4.2: Estimación de masas para NGC 5426 y NGC 5427

<sup>a</sup> Radio al cual se pierde la simetría entre un lado y otro de la curva de rotación.



FIGURA 4.14: Mejor ajuste para el modelo de masa para NGC 5426 utilizando un halo pseudo-isotérmico y un disco máximo. La curva de líneas largas representa la contribución del halo de materia oscura, la curva de líneas cortas representa la contribución del disco estelar. Los parámetros que aparecen en la figura corresponden al cociente masa-luminosidad del disco en la banda B  $(M/L_{disk})$ , el radio central (*core radius*) del halo de materia oscura y su densidad central ( $R_0$  y  $\rho_0$ , respectivamente) y la  $\chi^2$  minimizada en el espacio de parámetros. El modelo de masa considerado se tomó de Blais-Ouellette, Amram & Carignan (2001).

TES	SIS CON	
FALLA	DE ORIGE	

129



FIGURA 4.15: Mejor ajuste para el modelo de masa para NGC 5427 utilizando un halo isotérmico y un disco máximo. La curva de líneas largas representa la contribución del halo de materia oscura, la curva de líneas cortas representa la contribución del disco estelar. Los parámetros que aparecen en la figura corresponden al cociente masa-luminosidad del disco en la banda B  $(M/L_{disk})$ , el radio central (core radius) del halo de materia oscura y su densidad central ( $R_0$  y  $\rho_0$ , respectivamente) y la  $\chi^2$ minimizada en el espacio de parámetros. El modelo de masa considerado se tomó de Blais-Ouellette, Amram & Carignan (2001).

lada y por lo tanto en la masa estimada ya que  $M(R) \propto V^2 rot(R)$ . Esta subestimación podría explicar porque aunque NGC 5426 parece ser más masiva que NGC 5427 a radios menores, las velocidades radiales del posible puente entre ambas galaxias parece pertener a la primera haciendo suponer que esta galaxia ha sido más afectada por la interacción que su compañera. El hecho de que ambas galaxias tengan aproximadamente la misma masa total apoya la idea de que pertenecen a la categoría de "galaxias genelas" de Yamagata, Noguchi & Iye (1989).

# 4.5 Análisis del encuentro

Como lo sugirió Blackman (1982), la distribución asimétrica de la luz en este par podría deberse al hecho de que NGC 5427 no ha tenido tiempo para promediar la distribución de masa de sus partes externas. Siendo este el caso y considerando que para esta galaxia  $V_{rot} \sim 172 \ km \ s^{-1}$  a  $R \sim 9 \ kpc$ , se estima un periodo de rotación del orden de  $\sim 3 \times 10^8 \ yrs$ lo que apoya la idea de Blackman (1982) en cuanto a que éste es un encuentro reciente. Sin embargo como se vio en el Capítulo 2 parece ser que en general los puentes y colas de galaxias interactuantes son más azules que el disco interno de las misma mostrando que en promedio la formación estelar aumenta en la zona de la interacción (Schombert, Wallin & Struck-Marcell 1990). Por otro lado modelos de N-cuerpos han mostrado que para galaxias en interacción la formación estelar se induce de manera simultánea en todas direcciones del disco de la galaxia. Estos dos últimos resultados no apoyan la idea de Blackman acerca de la redistribución de la materia durante el encuentro, de ahí que una explicación más convincente para la distribución asimétrica de la luz en este par sea la dada por el mismo Blackman (1982). Según este autor, la falta de emisión en los lados adyacentes de las galaxias se debe a que NGC 5426 se encuentra "enfrente" de NGC 5427 (respecto al observador). Dado que NGC 5426 tiene una mayor inclinación que NGC 5427. el polvo de la primera oscurece la emisión que proviene de la segunda resultando en la distribución asimétrica que detecta el autor.

NGC 5426 es una espiral con dos brazos bien definidos por lo que se puede asumir que ésta es una espiral "trailing" ya que como se vió en el Capítulo 1, sección 1.2.5, los brazos espirales "leading" no son comunes además de que en los casos que se ha observado este comportamiento se observa únicamente un brazo. Considerando entonces el sentido de rotación de la galaxia y la ubicación del lado que se aleja (lado "rojo") y el lado que se acerca (lado "azul"), se puede inferir la orientación de esta galaxia situando su lado oeste más cercano al observador que el lado este. Para NGC 5427 se puede usar el mismo argumento para suponer que es una espiral "trailing". Este sentido de rotación del patrón también es sugerido por Alfaro et al (2001) de acuerdo al movimiento del gas conforme se encuentra con la onda de densidad. Considerando la distribución de las velocidades que se alejan y se acercan (lado "rojo" y lado "azul"), el lado sureste de la galaxia está más cerca del observador que el lado noroeste. A partir de la inclinación y del espín de las galaxias así como de la posición de una respecto a otra es posible sugerir un sentido y una orientación para este encuentro. El hecho de que NGC 5427 se una galaxia espiral de gran



FIGURA 4.16: Simulación numérica de Toomre & Toomre (1972): Análisis de lo que le ocurre al anillo 0.6  $R_{min}$  de partículas en un encuentro directo y parabólico de dos galaxias de la misma masa. El alargamiento que sufre este anillo en el cuadro -0.5 puede asociarse con el puente que parece estar asociado a NGC 5426.

diseño sugiere que el encuentro con NGC 5426 es directo. comparando la morfología del par con las simulaciones de Toomre & Toomre (1972) se encuentra que el puente aparente entre ambas galaxias es similar a la elongación presentada por estos autores en las primeras etapas  $(0.5 \times 10^8$  años antes del instante perigaláctico) de la simulación de un encuentro directo con órbita parabólica con una compañera de masa similar (Figura 4.16). Si bien ésta es una comparación poco precisa y el sistema es seguramente más complicado es posible que este primer análisis sirva como punto de partida para futuras simulaciones numéricas de este encuentro en particular. La geometría global sugerida para este encuentro así como el sentido del mismo se presenta en la Figura 4.17.

La escala de tiempo de la interacción se estimó a partir del cociente de la separación proyectada entre ambas galaxias (18.17 kpc) y la diferencia entre sus velocidades sistémicas (147.5  $km \ s^{-1}$ ) lo que resultó en un tiempo de  $\sim 10^8$  años. Este valor es similar a la escala de tiempo en la simulación de Toomre & Toomre (1972).

Este resultado implica que la interacción no es necesariamente fuerte, lo cual concuerda con el hecho de que las galaxias no se encuentran fuertemente distorsionadas. Esto hace posible suponer que la contribución de los movimientos circulares en el curva de rotación y por lo tanto en la estimación de las masa no es importante. Existen sin embargo características en ambas galaxias que pueden asociarse al proceso de interacción tales como el aparente puente de material entre ambas galaxias, el mapa de velocidades radiales distorsionado para NGC 5427 así como el segmento rectilíneo de uno de los brazos de esta galaxia. El rango de velocidades radiales que se observa a lo largo de este segmento rectilíneo es considerablemente menor que en otras partes de este mismo brazo como si esta estructura estuviera desacelerándose hacia un valor promedio debido a la cercanía de NGC 5426 o bien como si estuviera siendo desviada del plano principal de la galaxia debido a la interacción. Como se mencionó anteriormente, el pequeño desplazamiento que se observa



FIGURA 4.17: Posible configuración tridimensional para el encuentro entre NGC 5426 y NGC 5427 donde se indica el espín y la orientación de cada galaxia. La flecha grande indica el posible sentido del encuentro de una de las galaxias respecto a la otra donde NGC 5427 se mueve por detrás de NGC 5426 hacia la parte frontal de la imagen en la esquina inferior derecha.

en la isovelocidades centrales de NGC 5426 parece delinear una barra incipiente de alrededor de 6 *arcsec* de largo, cuya formación podría haber sido inducida por el proceso de interacción. Las regiones HII gigantes que se observan en cada galaxia podrían ser también evidencias de formación estelar inducida recientemente por este mismo proceso.

Sin embargo y como se mencionó en el Capítulo 2, sección 2.5.1 algunas de estas peculiaridades podrían también ser producto de la naturaleza intrínseca de cada galaxia. Es por esta razón que es necesario realizar simulaciones numéricas detalladas de este encuentro considerando restricciones cinemáticas con el fin de distinguir hasta qué punto el proceso de interacción de galaxia está relacionado con la formación de la barra central -en el caso de NGC 5426. Otra característica interesante que se observa en este par es el hecho de que el puente de estrellas y el puente de gas no parecen coincidir del todo. Así mismo el puente de estrellas no parece seguir ninguna estructura en particular ya que aparece casi perpendicular al segmento rectifíneo del brazo de NGC 5427 y no parece seguir el brazo oeste de NGC 5427. Como se mencionó también en el Capítulo 2, sección 2.5.1, estas diferencias entre gas y estrellas podría deberse al efecto de fuerzas no-gravitacionales como presión del gas o campos magnéticos.

El hecho de que las velocidades sistémicas de estas galaxias difieran por cerca de  $\Delta V_{syst} \sim 150 \ km \ s^{-1}$  y que a la vez parezcan estar conectadas por un puente de material sugiere que en realidad se está midiendo una componente importante de las velocidades peculiares entre estas dos galaxias. De esta manera  $\Delta V_{syst}$  podría estar representando una componente significativa de la diferencia total de velocidades entre ambas galaxias.
امی از این بالی و می این بالی این بالی این می مادن بیند و بین میکند و بین بین بالی میکند. این مادی این مادی بی این این این میکند میکند و این این این میکند و میکند و بین میکند و بین میکند و میکند و میکند و میکند. این میکند و بین میکند و این میکند و می

an an an an ann an an an an Arlanda. An ann an Arlanda ann an Arlanda an Arlanda ann an Arlanda ann an Arlanda An Arlanda

## Capítulo 5

## Kar 468: NGC 5953 y NGC 5954

Nota: Parte del estudio cinemático y dinámico de este par de galaxias en interacción ha sido remitido y aceptado para publicación en la revista Astronomy & Astrophysics con el título "NGC 5953/54: BVRIHaJK Photometry and [NII] Fabry-Perot Interferometry" y los autores H. Hernández-Toledo, I. Fuentes-Carrera, M. Rosado, I. Cruz-González, A. Franco-Balderas y D. Dultzin-Hacyan. En este arfículo además del análisis cinemático del par se presenta un estudio fotométrico a profundidad de cada una de las galaxias del par el cual no se detalla en este capítulo. Unicamente se mencionarán aquellos resultados relacionados con el análisis cinemático y dinámico de la interacción entre estas dos galaxias. Para mayor detalle en cuanto a los resultados fotométricos más recientes sobre este par referirse directamente a Hernández-Toledo et al (2003).

### 5.1 NGC 5953 y NGC 5954

Kar 468 es un par de galaxias interactuantes catalogado inicialmente como un par mixto formado por una galaxia tipo SO (NGC 5953) y una galaxia espiral (NGC 5954) (Karachentsev 1972). Sin embargo como se verá más adelante, la estructura que presenta NGC 5953 es mucho más compleja que para una galaxia de tipo lenticular, por lo que su clasificación morfológica debe ser revisada. Este par también fue catalogado por Vorontsov-Velyaminov (1959) como VV244 y por Arp (1966) como Arp 91. Este último la consideró dentro de los sesenta y cinco pares en su catálogo formados por una galaxia espiral con compañeras pegadas a uno de sus brazos espirales (números 37 a 102 en su catálogo de galaxias peculiares). Observaciones de este par han llevado a pensar que éste es un claro ejemplo de transferencia de material entre galaxias interactuantes (Rampazzo et al 1995; Domingue et al 2003). Sin embargo utilizando un método similar al de Toomre & Toomre (1972), Jenkins (1984) no mostró evidencias de dicha transferencia de material. Por su parte Chengalur, Salpeter & Terzian (1995) incluyeron este par en su estudio de galaxias binarias con observaciones de HI obteniendo el mapa de velocidades para cada galaxia. Dada la resolución espacial de sus observaciones (un beam igual a 24 arcsec), estos autores encuentran un campo de velocidades complejo y difícil de descomponer.

NGC 5953 es una galaxia Seyfert 2 cuyo tipo morfológico ha sido difícil de determinar

§5.1 NGC 5953/54





FIGURA 5.1: a) Imagen directa en la banda B de NGC 5953/54 (Kar 468) tomada de b) Imagen monocromática [NII] del par obtenida a partir del cubo de datos del interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA.

considerándose comunmente como una galaxia tipo SO/Sa -ver Tabla 5.1 Esta galaxia ha sido objeto de varios trabajos fotométricos en bandas que van desde la banda B hasta la banda K (Reshetnikov 1993; Rampazzo et al 1995; de Jong 1996; Hunt et al 1999; Hernández-Toledo et al 2003). Hernández-Toledo et al (2003) encuentra que los colores de esta galaxia son ligeramente rojos (B - V = 0.82) comparados con los de una galaxia espiral típica (B - V) = 0.78 -de Jong 1996). Dentro de estos trabajos, Reshetnikov (1993) describe esta galaxia con un bulbo relativamente brillante y compacto junto con un disco exponencial a su vez más brillante y más compacto que el disco promedio de una galaxia espiral de mismo tipo morfológico (Sa). En un estudio fotométrico en la banda B, Rampazzo et al (1995) sugiere que esta galaxia es o bien una galaxia tipo S0 con evidencia de nudos de emisión en su parte central y ausencia de estructura espiral, o bien una galaxia de tipo temprano (i.e. elíptica) la cual ha adquirido el gas que se observa de la galaxia espiral con la que se encuentra interactuando. La región con formación estelar importante también fue detectada como un anillo circumnuclear por González-Delgado & Pérez (1996) así como en la imagen contrastada en  $H\alpha$  de Hernández-Toledo et al (2003). En este mismo trabajo, el análisis de los perfiles de brillo superficial indican que en la parte central de esta galaxia se detecta una región circumnuclear de formación estelar y un disco externo sin estructura aparente (Hernández-Toledo et al 2003). A partir de la imagen tomada con el telescopio espacial (HST) utilizando los filtros WFPC2 F606W (bandas V y R) y NICMOS F160W (banda H) presentada también en Hernández-Toledo et al (2003), se puede apreciar que lo que parece ser un anillo circumnuclear es en realidad una serie de nudos de formación estelar delineando una serie de brazos floculentos (Figura 5.4b). A partir de estas mismas imágenes se detecta también una estructura central en forma de "S" que podría estar relacionada con una pequeña barra central de aproximadamente 120 pc de largo. Se observa también que más allá de los brazos floculentos no aparecen otras estructuras en el disco externo de la galaxia.

Con observaciones en la línea de 21 cm, Chengalur, Salpeter & Terzian (1995) detectan una pluma en HI en la parte noroeste de esta galaxia (Figura 5.2), la cual también es detectada en todas las imágenes en banda ancha de Hernández-Toledo et al (2003).

La velocidad sistémica de esta galaxia ha sido determinada por varios autores resultando en un amplio rango de valores que van de 1864  $km s^{-1}$  a 2164  $km s^{-1}$  (Tabla 5.2). Hasta ahora todas las estimaciones de la distancia a esta galaxia se basan en la velocidad sistémica de la misma y un valor dado para  $H_0$ , y por lo tanto presentan grandes incertidumbres.

NGC 5954 es una galaxia LINER tipo Scd. Los colores de NGC 5954 son bastante azules (B - V = 0.65) y similares a los colores de una galaxia espiral tardía. González-Delgado & Pérez (1996) sugieren que alrededor del 85% de las regiones HII detectadas por ellos en esta galaxia son regiones HII supergigantes con luminosidades mayores que  $10^{39} \ erg \ s^{-1}$ , lo que indica una formación estelar importante. Este hecho se verifica a partir de los mapas de colores obtenidos por Hernández-Toledo et al (2003) los cuales muestran también que la región sur del disco de esta galaxia y el aparente puente entre ambas galaxia presentan colores similares  $(B - V = 0.45 \ y \ 0.55 \ mag$ ). A partir de imágenes en distintas bandas del trabajo de Hernández-Toledo et al (2003) es posible detectar varias particularidades morfológicas tales como regiones de formación estelar importante, un brazo prominente



FIGURA 5.2: *Recuadro superior*: Isocontornos de flujo integrado de HI para Kar 468 tomada de Chengalur, Salpeter & Terzian (1995). *Imagen principal*: Acercamiento de NGC 5953 donde se puede apreciar la pluma de emisión de HI en el lado noroeste de la galaxia. El tamaño del beam es de 24 *arcsec*.

que parece emerger de la parte inferior de la galaxia así como una serie de filamentos de distinta curvatura delineando lo que podrían ser super-burbujas en las parte norte de la galaxia (Figura 5.3). Por su parte, Chengalur, Salpeter & Terzian (1995) observan una extensión de la distribución de HI a lo largo del eje mayor de esta galaxia. Al igual que para su compañera NGC 5953, la velocidad sistémica de esta galaxia ha sido determinada en distintos trabajos y con distintas técnicas observacionales encontrándose un rango de valores que van de 1848 km s<sup>-1</sup> a 2123 km s<sup>-1</sup> (Tabla 5.2).

Los parámetros principales de cada galaxia de este par se presentan en las Tabla $5.1~{\rm y}$ 5.2

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

TABLA 5.1: Parán	netros generales de NGC 5953 y NGC 5	954
	NGC 5953	NGC 5954
Coordenadas (J2000) <sup>a</sup>	$\alpha = 15h \ 34m \ 32.5s$	$\alpha = 15h \ 34m \ 35.0s$
	$\delta = +15^{\circ} \ 11' \ 39"$	$\delta = +15^{\circ} \ 12' \ 00''$
Tipo morfológico	S0-a °	SBc <sup>a</sup>
	SAa:pec; LINER; Sey 2 <sup>b</sup>	SAB(rs)cd: pec Sey 2 <sup>b</sup>
	Sa <sup>c</sup>	Scd <sup>c</sup>
	S0 <sup>d</sup>	SAB(rs) <sup>d</sup>
$m_B^{\rm e}$ (mag)	13.29	13.56
D <sub>25</sub> /2 <sup>a</sup> ( arcmin)	0.75	0.63
Distancia <sup>f</sup> (Mpc)	30.2	30.2
$M_{B^{\mathbf{a}}}$ (mag)	-18.89	-20.26
Brillo superficial promedio al interior de		
$D_{25}/2^{\rm d}$ (in mag/arcsec <sup>2</sup> )	23.36	21.53
<sup>a</sup> Tomada de la base de datos LEDA		
<sup>b</sup> Tomada de la base de datos NED		
<sup>c</sup> Reshetnikov (1993)		
<sup>d</sup> Rampazzo et al (1995)		
<sup>e</sup> Hernández-Toledo et al (2003)		
f Base de datos LEDA: A partir de la velocidad ra	adial (cz) corregida respecto a la deriva ha	acia el Cúmulo de Virgo y considera
$H_0 = 70 \ km \ s^{-1} \ Mpc^{-1}$		
	TITOTO OON	
	TEDID MUN	
	FALLA DE OKIGEN	

والمتكافر والأراد والإستانية فأستنا والمتراسية والمتراد والمتراد

§5.1 NGC 5953/54

Capítulo 5 : Kar 468

TABLA 5.2: Parámetros cinem	TABLA 5.2: Parámetros cinemáticos de NGC 5953 y NGC 5954				
	NGC 5953	NGC 5954			
Velocidad sistémica ( <i>km/s</i> )	$2164 \pm 35^{\circ}$	$2123 \pm 35^{\circ}$			
	$2037\pm43^{ m d}$	$1945\pm39^{ m d}$			
	$1950\pm75^{\circ}$	$1969\pm75^{\rm e}$			
		1848 <sup>f</sup>			
	1864 <sup>g</sup>	1864 <sup>g</sup>			
	$1994 \pm 14^{\mathrm{a}}$	$1848\pm14^{\rm a}$			
	$1987\pm10^{\mathrm{b}}$	$1883\pm11^{b}$			
	$1962 \pm 10^{\rm h}$	$1856\pm1o^{ m h}$			
V <sub>rot max</sub> (km/s)	200ª	130 <sup>a</sup>			
	240 <sup>i</sup>				
	$218\pm10^{h}$	$140\pm10^{ m h}$			
P.A. (°)		3 <sup>b</sup>			
	39 <sup>c</sup>	355 °			
	180 <sup>a</sup>	68 <sup>a</sup>			
	51 <sup>i</sup>				
	$45\pm7^{j}$	3 ± 7 <sup>j</sup>			
	$51\pm10^{ m h}$	$357 \pm 1$ <sup>h</sup>			
Inclinación (°)	$25\pm5^{\mathrm{a}}$	$61\pm2^{a}$			
		$65 \pm 3^{b}$			
	$25\pm5^{i}$				
	$34\pm7^{j}$	$60\pm7^{ m j}$			
	$32\pm2^{ m h}$	$67.5\pm2^{ m h}$			

§5.1 NGC 5953/54



FIGURA 5.3: Imagen de Kar 468 en la banda B para la cual el contraste ha sido resaltado y en la cual se puede observar la estructura intrínseca de NGC 5954, el puente de material entre ambas galaxias. la pluma al noroeste de NGC 5953 así como el aparente anillo circumuclear de formación estelar en esta galaxia. Imagen tomada de Hernández-Toledo et al (2003).

- <sup>a</sup> Reshetnikov (1993)
- <sup>b</sup> Rampazzo et al (1995)
- <sup>c</sup> Page (1970)
- <sup>d</sup> Turner (1976)

<sup>e</sup> Observaciones en 21 cm (Bottinelli et al 1981)

- <sup>f</sup> Observaciones en 21 cm (Davies & Seaquist 1983)
- <sup>g</sup> Observaciones en 21 cm (Armstrong & Wotten 1986)
- h Este trabajo -determinación cinemática
- <sup>i</sup> González-Delgado & Pérez (1996)
- <sup>j</sup> A partir del análisis fotométrico en Hernández-Toledo et al (2003)

## 5.2 Mapa de velocidades y curvas de rotación

### 5.2.1 Imagen monocromática

La Figura 5.1b presenta la imagen monocromática en [NII] del par. La Figura 5.4a presenta un acercamiento de esta imagen para NGC 5953.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN



FIGURA 5.4: a) Imagen monocromática en [NII] de NGC 5953 obtenida a partir del cubo-objeto del PUMA. En esta se puede apreciar la estructura elongada con dirección NE-SO. Las regiones III y IV corresponden a la pequeñas protuberancias que podrían ser producto de fuerzas de marea debidas a la interacción con NGC 5954. b) Imagen de la parte central de NGC 5953 tomada con el telescopio espacial Hubble, cámara WFPC2 y el filtro F6006W (bandas Vy R). Tiempo de exposición 500 s, escala de placa 0.046 arcsec/pix. El campo que se muestra es de  $37 \times 37$  arcsec.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

En NGC 5953, la mayor parte de la emisión en [NII] se encuentra confinada en las partes internas ( $R \leq 6 \ arcsec$ ) siguiendo una forma oval. Un acercamiento de esta parte central (Figura 5.4a) permite distinguir una estructura elongada de alrededor de 11 arcsec de largo y siguiendo la dirección NE-SO. Esta estructura que podría semejar una barra central o bien parte de un anillo circumnuclear puede resolverse con la imagen del HST (Figura 5.4b). Al norte y al sur de esta galaxia (~ 11 arcsec del centro) se observan unas pequeñas protuberancias con emisión muy débil que podrían ser indicios de estructura de marea (regiones III y IV en la Figura 5.4a). Al suroeste de la galaxia, a ~ 25 arcsec del centro se observa un pequeña región con emisión desconectada del cuerpo principal de la galaxia. Si bien esta región cae dentro de la isofota 23.5 en la banda B de esta galaxia no es evidente que la misma esté asociada a NGC 5953.

Para NGC 5954 se observan regiones con emisión [NII] importante en la parte central así como al incio de uno de los brazos espirales. Comparando con la imagen  $H\alpha$  ultracontrastada de Hernández-Toledo et al (2003) se ve que el máximo en emisión en [NII]coincide con las principales regiones HII. Al norte de la galaxia se detecta una elongación de ~ 25 arcsec la cual podría tratarse de una cola de marea (región I en la Figura 5.1).

Entre ambas galaxias se observan algunas regiones con emisión las cuales parecen trazar una estructura similar a un puente (región II, Figura 5.1). Este puente sigue aproximadamente la misma orientación que el puente que se observa en la imagen en la banda B de Hernández-Toledo et al (2003). Sin embargo al superponer ambas imágenes se observa un desfasamiento entre estas estructuras (Figura 5.7). Por el contrario no se detecta ninguna evidencia de la pluma al noroeste de NGC 5953 que se observa en en la banda B de Hernández-Toledo et al (2003) y también detectada por Chengalur, Salpeter & Terzian (1995) (Figura 5.2).

### 5.2.2 Mapas de velocidades

La Figura 5.5 muestra el mapa de velocidades con resolución variable de NGC 5953/54 obtenido a partir de la línea de [NII] (6584 Å). La Figura 5.6 muestra a su vez la isovelocidades asociadas

### NGC5953

A partir de las Figuras 5.5 y 5.6 se puede observar que las velocidades radiales de esta galaxia muestran un comportamiento regular en sus 15 *arcsec* centrales. Dentro de este radio, el mapa de velocidades asemeja al de una galaxia de disco sin perturbar. La línea de velocidad cero es bastante regular delineando un eje menor cinemático cuasi-rectilíneo y perpendicular al aparente eje mayor de la galaxia, además de que existe simetría entre el lado que se aleja de la galaxia (lado suroeste) y el lado que se acerca (lado noreste). En el lado oeste de la galaxia se detectaron perfiles dobles los cuales se presentan en el recuadro inferior, región V en la Figura 5.5. En el lado suroeste de la galaxia, la región más alejada que detecta en emisión presenta una velocidad radial considerablemente mayor a la que presenta el resto de la galaxia. Para esta región  $V_{rad} > 2240 \ km \ s^{-1}$  mientras que



FIGURA 5.5: Mapas de velocidades radiales de NGC 5050 y NGC 5051. Las líneas gruesas presentan el ángulo de posición P.A, de cada galaxia, las líneas puntendas indican el sector angular considerado para el cálculo de la curva de rotación de cada galaxia. La región I señala la aparente cola de marea en NGC 5054. La región II está asociada al posible puente entre ambas galaxias, los recuadros son un acercamiento de las regiones en cada galaxia donde se detectan perífice dobles.

TESIS COM FALLA DE UNULIN



FIGURA 5.6: Isovelocidades de NGC 5953 y NGC 5954. Los valores de las velocidades son en  $km \ s^{-1}$ . Las líneas punteadas son una estimación " a ojo" de la interpolación de los datas. Las velocidades sistémicas heliocéntricas son 1962 ± 10  $km \ s^{-1}$  para NGC 5953 y 1856 ± 10  $km \ s^{-1}$  para NGC 5954



FIGURA 5.7: Acercamiento del aparente puente de material entre NGC 5953 y NGC 5954. Se presentan las velocidades radiales de las regiones con emisión en [NII] superponiendo las isofotas de la imagen B obtenida por Hernández-Toledo et al (2003). Las letras que aparecen están relacionadas con características cinemáticas particulares en la curva de rotación de cada galaxia (Figuras 5.8 y 5.9.)

en promedio para el resto de la galaxia  $V_{rad} < 2100 \ km \ s^{-1}$ .

NGC5954



Contrariamente a lo observado para su compañera, el mapa de velocidades para NGC 5954 se muestra mucho más irregular. Las velocidades radiales no presentan simetría entre el lado norte de la galaxia (con velocidades que se "alejan") y el lado sur (velocidades que se "acercan"), así mismo no es posible identificar una isofota que trace el eje menor cinemático (línea cero de velocidades radiales). En la parte noroeste de la galaxia aparecen perfiles dobles (región VI en la Figura 5.5). A ~ 28 arcsec al norte del centro de la galaxia se observa la estructura elongada detectada también en la Figura 5.1 (región I). Esta presenta velocidades radiales que van de 1922 km s<sup>-1</sup> a 2001 km s<sup>-1</sup>. Las velocidades radiales mayores se encuentran a ~ 32 arcsec del centro, esto es casi al inicio de esta estructura. Para el lado sur de esta galaxia la estructura de las velocidades radiales es menos compleja salvo por el extremo sur donde las isovelocidades casi se cierran sobre sí mismas.

Extendiéndose de la parte suroeste de NGC 5954 a la parte noreste de NGC 5953 se observa el aparente puente de material. Las velocidades radiales asociadas al mismo cambian gradualmente de  $V_{rad} \sim 1780 \ km \ s^{-1}$  a  $V_{rad} \sim 1880 \ km \ s^{-1}$  (Figura 5.7). El primer valor es similar al valor de las regiones adyacentes en NGC 5954 mientras que el segundo es cercano a los valores de las regiones adyacentes en NGC 5953.

### 5.2.3 Curvas de rotación

### NGC 5953

La curva de rotación de NGC 5953 se calculó considerando los pixeles en el mapa de velocidades dentro de un sector angular  $\Theta_{sect} = 42^{\circ}$  de cada lado del eje mayor de la galaxia. Para esta galaxia el centro cinemático que se utilizó para el cálculo de la curva de rotación no coincide con el centro fotométrico presentándose un desfasamiento de  $\sim 0.6 \ arcsec$ . Al interior de un radio de 10.2 arcsec, el conjunto de valores que dieron origen a la curva de rotación más simétrica y con menor dispersión fu<br/>eP.A. =  $(51\pm10)^\circ$  ,  $i=(32\pm2)^\circ$ y  $V_{sys} = (1962.0 \pm 10) \ km \ s^{-1}$ . Estos se presentan en la Tabla 5.2 En cuanto a los valores determinados previamente para estos parámetros cinemáticos, como se mencionó anteriormente existen diferencias importantes en los valores de la velocidad sistémica determinada -ver Tabla 5.2. En cuanto al P.A., el valor determinado cinemáticamente en este trabajo coincide con los valores encontrado por González-Delgado & Pérez (1996) y Hernández-Toledo et al (2003) a partir de la fotometría de esta galaxia. El valor determinado por Reshetnikov (1993) es ligeramente inferior. Para la inclinación, el valor encontrado cinemáticamente coincide con o es cercano a la mayoría de los valores determinados previamente -ver Tabla 5.2 La curva de rotación calculada en este trabajo se presenta en la Figura 5.8.

La curva de rotación es bastante simétrica al interior de 10 arcsec. Para ambos lados de la galaxia, la curva aumenta gradualmente en los primeros 3.5 arcsec hasta alcanzar una velocidad de 175 km s<sup>-1</sup>. A partir de este radio y hasta R = 9.7 arcsec, la curva permanece relativamente plana. A partir de este punto la curva se bifurca. La velocidad de rotación disminuye para el lado "azul" de la galaxia (el más cercano a la compañera) llegando a una velocidad de 90 km s<sup>-1</sup> a un radio de 12.2 arcsec. Para el lado "rojo" de la galaxia, la curva permanece plana hasta un radio de 11 arcsec a partir del cual la velocidad de rotación aumenta ligeramente llegando a un valor de 195 km s<sup>-1</sup> a R = 12 arcsec. Este radio corresponde a la región de la galaxia donde aparecen perfiles dobles. Con el fin de asociar una única velocidad radial y por lo tanto una única velocidad de rotación a estos puntos, se consideró en primera instancia la velocidad radial dada por el perfil más intenso. En el caso en que ambos perfiles mostraran la misma intensidad se revisaron los pixeles adyacentes buscando aquellos donde la diferencia entre los perfiles dobles fuera considerable. Una vez localizados se asignó a los primeros pixeles la velocidad radial dada por estos perfiles menos ambiguos. Para estos puntos, la curva presenta oscilaciones importantes. La velocidad de rotación máxima  $V_{max}$  se alcanza a un radio de 13 arcsec y tiene un valor de  $218 \pm 10 \ km \ s^{-1}$ . Este valor se encuentra entre el valor determinado por Reshetnikov (1993) y el determinado por González-Delgado & Pérez (1996) (Tabla 5.2).

#### NGC 5954

Para esta galaxia, la curva de rotación se calculó considerando los pixeles en el mapa de velocidades dentro de un sector angular  $\Theta_{sect} = 35^{\circ}$  de cada lado del eje mayor de la galaxia. Para esta galaxia el centro cinemático que se utilizó para el cálculo de la curva de rotación



FIGURA 5.8: Curva de rotación para NGC 5953. El panel superior muestra V(R) vs. R para ambos lados de la galaxia -lado que se acerca y lado que se aleja. Las letras que se muestran están asociadas con las regiones que se presentan en las Figuras 4.5 y 5.13. El panel inferior muestra la superposición de ambos lados.  $V_{max}$  indica la velocidad de rotación seleccionada para calcular la masa de la galaxia dentro de un radio  $D_{25}/4$  el cual también se indica en la figura.



FIGURA 5.9: Curva de rotación para NGC 5954. El panel superior muestra V(R) vs. R para ambos lados de la galaxia -lado que se acerca y lado que se aleja. Las letras que se muestran están asociadas con las regiones que se presentan en las Figuras 4.5 y 5.14. El panel inferior muestra la superposición de ambos lados.  $V_{max}$  indica la velocidad de rotación seleccionada para calcular la masa de la galaxia dentro de un radio  $D_{25}/2$  el cual también se indica en la figura.



no coincide con el centro fotométrico, presentándose un desfasamiento de ~ 2.4 arcsec. Al interior de un radio de 25 arcsec, el conjunto de valores que resultó en la curva de rotación más simétrica y con menor dispersión fue  $P.A. = (357 \pm 1)^{\circ}$ ,  $i = (67.5 \pm 2)^{\circ}$  y  $V_{sys} = (1856.0 \pm 10) \ km \ s^{-1}$  los cuales se presentan en la Tabla 5.2. Al igual que para NGC 5953, los valores de  $V_{syst}$  encontrados para esta galaxia difieren de un autor a otro. El valor que se encuentra en este trabajo es similar al encontrado por Davies & Seaquist (1983), Armstrong & Wotten (1986) y Reshetnikov (1993) (Tabla 5.2). Para el P.A. y la inclinación, los valores determinados son cercanos a los determinados por otro autores -ver Tabla5.2. La curva de rotación para NGC 594 se presenta en la Figura 5.9.

Para esta galaxia, se detecta rotación de cuerpo sólido en los primeros 5 arcsec. La velocidad de rotación alcanza entonces una meseta con un valor de  $V_{rot} \sim 105 km \ s^{-1}$  entre 5 arcsec y 25 arcsec para ambos lados de la galaxia.  $R = 25 \ arcsec$  corresponde al último punto en emisión detectado en lado "azul" de la galaxia (lado sur, el más cercano a la compañera). Para el lado "rojo" de la galaxia (lado norte), la curva permanece plana hasta  $R = 31.5 \ arcsec$ . Después de este punto, la curva presenta un incremento importante en  $V_{rot}$  pasando de ~ 105 km s<sup>-1</sup> para  $R = 31.5 \ arcsec$  a ~ 140 km s<sup>-1</sup> para  $R = 33.5 \ arcsec$ . Una vez alcanzada esta velocidad, la curva decrece de nuevo llegando a ~ 108 km s<sup>-1</sup> para  $R = 36.6 \ arcsec$ . A partir de este radio la velocidad de rotación disminuye abruptamente a un valor ~ 70 kms<sup>-1</sup>. A partir de este radio ( $R = 37 \ arcsec$ ), la velocidad varía de manera importante entre 30 y 90 km s<sup>-1</sup> hasta el último punto en emisión detectado a  $R = 53.6 \ arcsec$ . La máxima velocidad de rotación se alcanza a  $R = 31.5 \ arcsec$  tiene un valor de 140 km s<sup>-1</sup>. Este valor es similar al encontrado por Reshetnikov (1993).

### 5.3 Movimientos no-circulares

### 5.3.1 Perfiles dobles

El primer indicio de movimientos no-circulares en estas galaxias son evidentemente los perfiles dobles que se detectan en ambas. Para NGC 5953, éstos no pueden asociarse a ninguna peculiaridad morfológica detectada. Sin embargo su orientación coincide con la dirección en la que González-Delgado & Pérez (1996) detectan un chorro en emisión  $[OIII]/H\alpha$ , por lo que estos perfiles podrían estar asociados con la contraparte del mismo. Para NGC 5954, la región donde se encuentran estos perfiles coincide con las regiones donde se detecta una de las aparentes burbujas en las imágenes directas. De este modo una de las componentes de este perfil doble podría estar asociada a la expansión de dicha estructura.

### 5.3.2 FWHM

#### NGC 5953

La Figura 5.10a muestra el mapa de FWHM para NGC 5953. En éste se puede apreciar que la parte central de la galaxia presenta valores importantes para el FWHM,  $\sim 170 \ km \ s^{-1}$ , la cual sin duda está relacionada con la naturaleza activa del núcleo de esta galaxia (región

5.3.2. b) NGC 5954: Las regiones señaladas con un número muestran zonas con un regiones con valores grandes para el FWHM los cuales se discuten en la sección FWHM importante las cuales se discuten en el texto (sección 5.3.2). FIGURA 5.10: Mapas de FWHM. a) NGC 5953: Los números i a iii indican las



§5.3.2FWHM

Capítulo 5 : Kar 468

151

TESIS CON

i). En el borde noreste de la galaxia (región *ii*) -el cual se encuentra cercano a la estructura en forma de puente- se observan valores de FWHM superiores a 120 km s<sup>-1</sup>. Esta contribución puede ser un reflejo de movimientos no-circulares del gas producto de las fuerzas de marea responsables de la formación de este aparente puente y de la eventual transferencia de material. Considerando la inclinación de esta galaxia ( $i = 32^{\circ}$ ) es probable que los valores importantes del FWHM detectados en esas zonas esten asociados con movimientos perpendiculares del gas. Por otro lado en el sector sur-suroeste de la galaxia (región *iii*) se observan valores predeños para el FWHM, lo que parece indicar que en esta zona los movimientos circulares predominan. Esta idea se verá reafirmada por la distribución de las velocidades residuales que se abordará en la siguiente sección.

#### NGC 5954

La Figura 5.10b muestra el mapa de FWHM de NGC 5954. En la parte central de la galaxia se observa una contribución importante del FWHM con un valor mayor a 105  $km s^{-1}$ . Esta región sin embargo no coincide con el centro de la galaxia (ni el cinemático ni el fotométrico) y de hecho se encuentra ligeramente al norte del mismo delineando una estructura en forma de "V" (región *iv* en la Figura 5.10b) la cual parece coincidir con el brazo espiral interior que se detecta en la imagen ultra-contrastada en la banda B (Figura 5.3). Aproximadamente a 5 arcsec al este del centro de la galaxia (región v) se observa también una región con valores importantes para el FWHM. Este región no coincide con ningún máximo en las imágenes directas de esta galaxia, por el contrario parece coincidir con un mínimo de emisión (sobretodo en las imágenes ultracontrastadas en la banda B y en  $H\alpha$  de Hernández-Toledo et al (2003)) y por lo tanto podría estar relacionada con la región interbrazo en esta galaxia. En el borde sur de la galaxia (región vi) se observa otra contribución importante de FWHM  $\geq 105 \ km \ s^{-1}$ . Esta región coincide con parte del brazo espiral que rodea a la galaxia por su parte inferior. Al norte de la galaxia (región vii) se observa una pequeña región con  $FWHM \ge 105 \ km \ s^{-1}$ ; ~ 3 arcsec al norte de esta región se observa otra pequeña región con  $FWHM \sim 95 \ km \ s^{-1}$  (región viii) la cual parece estar asociada con el borde de una de las burbujas detectadas. Los valores del FWHM en ambas regiones pueden estar relacionados con movimientos no-circulares en esta aparente cola de marea. La inclinación de esta galaxia ( $i = 67.5^{\circ}$ ) no permite asociar una fracción importante de las contribuciones de FWHM exclusivamente a movimientos perpendiculares al plano de la galaxia o exclusivamente a movimientos no-circulares en dicho plano.

### 5.3.3 Mapas de velocidades residuales

#### NGC 5953

Con el fin de obtener el mapa de velocidades residuales de esta galaxia se utilizó la curva de rotación observada sin considerar aquellos puntos que parecían estar asociados al puente entre las dos galaxias (puntos con  $R \ge 18$  arcsec con  $V_{rot} \le 155$  km s<sup>-1</sup>) y puntos para los cuales se detectaron perfiles dobles ( puntos con  $V_{rot} \ge 215$  km s<sup>-1</sup> a  $R \ge 22$  arcsec). La curva considerada se presenta en el recuadro superior en la Figura 5.11. El mapa



FIGURA 5.11: Mapa de velocidades residuales para NGC 5953. El recuadro superior muestra la curva de rotación corregida para calcular el campo de velocidades radiales *ideal.* Las regiones Q a U se discuten en la sección 5.3.3.

de velocidades radiales ideal se construyó entonces a partir de esta curva y la ecuación (3.27). El mapa de velocidades residuales resultante se muestra en la Figura 5.11. Este mapa no mostró ninguna de las particularidades señaladas por Warner, Wright & Baldwin (1973) como indicadores de errores en la determinación de los parámetros cinemáticos para el cálculo de la curva de rotación -ver Capítulo 3, sección 3.5.4- de manera que las particularidades que presenta este mapa están directamente vinculadas con movimientos no-circulares del gas.

En la parte central de este mapa (los primeros 3.4 *arcsec*), se observa una distribución peculiar de las velocidades residuales (región Q). Hacia el noroeste del centro cinemático se observa una contribución importante de velocidades residuales positivas ( $V_{res} \ge 25 \ km \ s^{-1}$ ) a lo largo de los ~ 1.5 *arcsec* centrales siguiendo el eje menor cinemático de la galaxia (i.e. tales que  $\theta = 90^{\circ}$ ). Adyacente a esta región, siguiendo la dirección noroeste se observa velocidades residuales negativas ( $V_{res} \le -10 \ km \ s^{-1}$ ). Al sureste del centro, dentro de los primeros ~ 1.3 *arcsec*, se observan también velocidades residuales negativas ( $V_{res} \le -10 \ km \ s^{-1}$ ). Al sureste del centro, dentro de los primeros ~ 1.3 *arcsec*, se observan también velocidades residuales negativas ( $V_{res} \le -10 \ km \ s^{-1}$ ). La distribución de estas regiones con  $|V_{res}|$  importantes permiten hacer un análisis a partir de la ecuación (3.28). Para estas regiones  $\theta \sim 90,270^{\circ}$  de manera que la contribución radial en el plano de la galaxia. Estas velocidades no-circulares es en la dirección radial en el plano de la galaxia. Estas velocidades podrían ser un refiejo del gas cayendo al centro de la galaxia "alimentando" el núcleo activo. Es importante recordar que estas regiones con conciden con la región i en el mapa de dispersión de velocidades por

lo que es posible que en esta región central se estén dando tanto movimientos importantes radiales en el plano de la galaxia como movimientos perpendiculares al mismo.

En el borde de esta galaxia también se observan velocidades residuales importantes, tanto negativas como positivas. La región S en la Figura 5.11 presenta velocidades mayores que 20  $km s^{-1}$  y coincide con la protuberancia sur que se observa en la imagen monocromátrica en [NII] (Figura 5.4) la cual podría estar asociada movimientos no-circulares producto de las fuerzas de marea. La región T presenta también velocidades residuales importantes y coincide ocn la parte de la galaxia donde se detectan los perfiles dobles. Por su parte la región R presenta velocidades residuales menores que  $-20 \ km \ s^{-1}$  y coincide a su vez con la protuberancia norte que también se observa en la Figura 5.4 la cual se cree también podría estar asociada a una estructura de marea. Ninguna de estas regiones cae sobre alguno de los ejes de la galaxia por lo que no es posible hacer un análisis a partir de la ecuación (3.32). Sin embargo el hecho de que en el mapa de FWHM no presenten ninguna peculiaridad hace pensar que los movimientos que predominan en estas regiones son en el plano de la galaxia (ya sea radiales o tangenciales) y podrían dar una idea del efecto que tienen las fuerzas de marca sobre estas regiones. Esta es sin duda una restrcición cinemática importante que se debe tomar en cuenta para una eventual simulación numérica de este encuentro.

En el lado sureste de la galaxia (región R en la Figura 5.11) se observa una contribución importante de velocidades residuales positivas ( $V_{res} \geq 20 \ km \ s^{-1}$ ). Estas velocidades también se distribuyen a lo largo del eje menor cinemático ( $\theta = 270^{\circ}$ ) y no coinciden con ninguna particularidad en el mapa de dispersión de velocidades por lo que podrían estar relacionadas sobretodo con movimientos radiales del gas en el plano de la galaxia. Esta región no corresponde a ninguna peculiaridad morfológica detectada en la galaxia, sin embargo podría ser un reflejo de los mecanismo que confinan al gas ionizado en las partes internas de esta galaxia ( $R \leq 15 \ arcsec$ ).

#### NGC 5954

Para esta galaxia, el mapa de velocidades radiales *ideal* también se obtuvo a partir de la curva de rotación observada omitiendo los puntos más allá de R = 60 arcsec y sin considerar puntos con  $V_{rot} \ge 130$  km s<sup>-1</sup>. El ajuste se muestra en el recuadro superior de la Figura 5.12.

En el lado este de la galaxia se observa una zona con  $V_{res}$  mayores que 20  $km s^{-1}$  (región W en la Figura 5.12). Esta región coincide con la región vi en el mapa de dispersión de velocidades (Figura 5.10) y parece estar asociada con el brazo espiral de esta galaxia. En la parte sur se observan  $V_{res}$  menores que  $-10 km s^{-1}$  (región X). Estas regiones se encuentran a lo largo del eje mayor cinemático y son tales que  $\theta = 180^{\circ}$ . Considerando que a lo largo de esta región no aparecen peculiaridades en el mapa de dispersión de velocidades se puede inferir -a partir de la ecuación (3.28)- que estas velocidades residuales están asociadas sobretodo con movimientos tangenciales no-circulares en el plano de la galaxia. El hecho que esta parte de la galaxia corresponde también al brazo espiral podría implicar que el movimiento detectado es un reflejo del gas que se desacelera y/o acelera al encontrarse con



FIGURA 5.12: Mapa de velocidades residuales para NGC 5954. El recuadro superior muestra la curva de rotación corrgida para calcular el campo de velocidades radiales *ideal* Las regiones V a Z se discuten en la sección 5.3.3.

la onda de densidad (o la perturbación de marea) responsable de la formación de dicho brazo.

Por otro lado se observa una contribución de velocidades residuales negativas al noroeste de la galaxia (región V) en la zona que corresponde a la orilla oeste de la aparente burbuja detectada en el imagen B de Hernández-Toledo et al (2003) (Figura 5.3). Esta región no coincide con ninguno de los ejes principales de la galaxia por lo que no se posible hacer un análisis partir de la ecuación (3.38).

Al norte de la galaxia, a lo largo de la aparente cola de marea se observan también velocidades residuales importantes (positivas y negativas). La región Y en la Figura 5.12 corresponde a  $V_{res} \ge 25 \ km \ s^{-1}$  mientras que la región Z corresponde a  $V_{res} \le -20 \ km \ s^{-1}$ . Ambas regiones se encuentran cercanas al eje mayor de la galaxia con  $\theta \sim 0^\circ$ , de manera que estas velocidades podrían ser un reflejo del movimiento tangencial no-circular del gas debido a la presencia de la burbuja que se detecta en la imagen B de Hernández-Toledo et al (2003) (Figura 5.3).

### 5.3.4 Comparación entre particularidades cinemáticas y morfológicas

Con el fin de comparar el comportamiento cinemático al interior de cada galaxia con la presencia de peculiaridades morfológicas se superpusieron los mapas de velocidades a imágenes directas tales como la imagen monocromática en [NII], la imagen ultra-contrastada en el banda B de Hernández-Toledo et al (2003), así como la imagen del telescopio espacial



FIGURA 5.13: Mapa de velocidades de NGC 5953 superponiendo las isofotas de la imagen en la banda B tomada con el telescopae espacial Hubble (Hernández-Toledo et al 2003). Las letras indican las diferentes regiones asociadas con la curva de rotación (Figura 5.8).

Hubble (Hernandez-Toledo et al (2003))

### NGC 5953

Para esta gataxia se superposo el mapa de velocidades con la imagen en la banda B obtenida con el HST (Figura 5.13). La región que corresponde a los brazos ficculentos (regiones B y C en la Figura 5.13) se encuentran dentro de la región en el mapa de velocidades radiales donde no se observa ninguna distorsion aparente. Comparando con la curva de rotación, estas regiones se encuentrán en parte de la corva para la cual  $V_{rot}$  amienta de manera continua y llegan basta la mitad de la meseta a 180 km s<sup>-1</sup>. Entre estos radios no se observa un comportamiento anómalo en la curva de rotación (B y C en la Figura 5.8). El radio al curva fora la valor (B y C en la Figura 5.8). El radio al cual los brazos floculentos se descancera corresponde a  $R \approx 7.5$  mesere. El disco

subyacente de la galaxia (región D en la Figura 5.13) corresponde a la parte plana de la curva de rotación que sigue a este radio.

Para el lado de la curva que se acerca (lado "azul"), los puntos para los cuales  $V_{rot}$ disminuye de manera importante (puntos a radios mayores que 10 arcsec) corresponden a las partes del cuerpo principal de la galaxia que se encuentra más cercana -en proyeccióna la compañera NGC 5954 (región F en la Figura 5.13). Sin embargo a radios mayores  $(R \ge 15 \ arcsec)$  se observa un nuevo aumento en la velocidad de rotación (regiones G y H). Estos radios corresponden al inicio de la estructura del puente entre ambas galaxias y sus velocidades son cercanas a la velocidad de rotación alcanzada en la parte plana de la galaxia -en particular para la región H. Por su parte para el lado "rojo", la zona de la galaxia donde se detectan perfiles dobles corresponde a la parte de la curva para la cual  $V_{rot}$  aumenta ligeramente (región E). Sin embargo estos perfiles no parecen estar asociados a ninguna particularidad ni en la imagen monocromática en [NII] ni en la imagen del HST.

El hecho de que dentro de un radio de ~ 10 *arcsec*, la curva de rotación de esta galaxia sea simétrica y plana puede considerarse como un indicio de que el aparente anillo circmnuclear detectado por ?) y González-Delgado & Pérez (1996) es un efecto de la resolución de sus observaciones. Efectivamente como se pudo determinar a partir de la imagen del HST lo que parecía una estructura anular es en realidad los brazos floculentos no resueltos los cuales no parecen tener efectos importantes sobre la cinemática del gas.

Por otro lado, en el lado suroeste de la galaxia, la región más alejada que detecta en emisión presenta una velocidad radial considerablemente mayor a la que presenta el resto de la galaxia. Para esta región  $V_{rad} > 2240 \ km \ s^{-1}$  mientras que en promedio para el resto de la galaxia  $V_{rad} < 2100 \ km \ s^{-1}$ . Considerando que para esta región no se detecta ningun tipo de conexión con el resto de la galaxia (en ninguna de las bandas observadas) es posible que la misma no pertenezca a la galaxia y que sea el resultado de la emisión de una estrella en el campo.

### NGC 5954

La superposición de la imagen directa de esta galaxia en la banda B tomada por Hernández-Toledo et al (2003) con el mapa de velocidades se presenta en la Figura 5.14. En esta se puede ver que la región con perfiles dobles (región IV en la Figura 5.5) coincide con lo que parece ser una burbuja en el lado norte de la galaxia. Para el lado noreste de la galaxia, las velocidades radiales son bastante uniformes y no se observa correlación con las regiones HII que se observan en las imágenes directas.

Para esta galaxia la diferencia de  $\sim 2.4$  arcsec entre el centro cinemático y el centro fotométrico puede deberse a la presencia de polvo en esta parte de la galaxia. Además de este desfasamientos entre los centros se observa que la distribución de luz respecto al eje mayor cinemático dista de ser simétrica, observándose mucho mayor emisión en el lado este de la galaxia en comparación con el lado ocste. Esto podría darnos una idea de la orientación de esta galaxia si suponemos que esta asimetría en la distribución de luz se debe a que el lado oeste está oscurecido dado que se encuentra más alejado del observador.



FIGURA 5.14: Mapa de velocidades de NGC 5954 superponiendo las isofotas de la imagen en la banda B tomada por Hernández-Toledo et al (2003). Las letras indican las diferentes regiones asociadas con la curva de rotación (Figura 5.9).

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

debe a que el lado oeste está oscurecido dado que se encuentra más alejado del observador. Siéste es el caso, el signo de estas velocidades residuales determinado en la sección 5.3.3 sugiere que el gas está de hecho acelerándose (ver Figura 3.17, Capítulo 3).

Para el aparente puente entre ambas galaxias se consideraron las velocidades radiales de cada región con emisión (Figura 5.7) y según su valor se incluyeron ya sea en la curva de rotación de NGC 5953 o bien en la de NGC 5954. Para la región J utilizando los parámetros cinemáticos de NGC 5954 (Tabla 5.2) se encuentra que la velocidad de rotación tiene un valor de 122 km s<sup>-1</sup> (para  $R = 42 \ arcsec$ ) la cual es cercana a la velocidad de rotación que se alcanza en la meseta de esta curva 105 km s<sup>-1</sup>. Esto podría hablar de la "pertenencia" de esta región al disco de NGC 5954 y del hecho de que parece seguir el movimiento de rotación global de la galaxia.

Comparando las peculiaridades de la curva de rotación de esta galaxia con sus características morfológicas en la banda B se ve que la parte plana de la curva corresponde al cuerpo principal de la galaxia tanto para el lado "azul" como para el lado "rojo". Para este último, la velocidad de rotación aumenta ligeramente al iniciarse la estructura elongada (región L, Figura 5.14). La velocidad decrece ligeramente llegando al valor de la parte plana. Sin embargo la velocidad vuelve a aumentar de manera abrupta una vez que se llega a lo que se cree podría ser el borde oeste de una superburbuja (región M). Tras esta región la velocidad vuelve a decrecer llegando de nuevo al valor de *V*<sub>rot</sub> de la parte plana de la galaxia (región N). A radios mayores, la velocidad disminuye abruptamente coincidiendo con las últimas dos regiones que delinean la aparente cola de marea (regiones O y P).

### 5.4 Análisis dinámico

### 5.4.1 Estimación de la masa

Utilizando el método propuesto por Lequeux (1983) -Capítulo 3, sección 3.6.1- se estimó un rango de posibles masas para cada galaxia. Para esto se estimó el radio al cual se perdía la simetría de cada una de las curvas de rotación ( $R_{bif}$  para el cual se cumple la desigualdad 3.33). Para convertir las distancias angulares a kiloparsecs se consideró una distancia al par de 25.5 kpc. Esta distancia se obtuvo de la velocidad sistémica promedio para el par de 1909 km s<sup>-1</sup> calculada a partir de los valores de  $V_{syst}$  determinados en este trabajo para cada galaxia (Tabla 5.2) y una  $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

Para NGC 5953, las observaciones llegan hasta un radio de 26 arcsec (3.2 kpc). La simetría entre ambos lados se pierde drásticamente a  $R_{bif} = 10.2 \ arcsec$  (1.3 kpc), radio al cual las velocidades del lado que se acerca (lado más cercano a la galaxia) empiezan a decrecer. A este radio se tiene una  $V_{bif} = 180 \ km \ s^{-1}$ . Para el lado de la galaxia que se aleja, la curva permanece relativamente plana hasta un radio de 12.5 arcsec (1.5 kpc) al cual  $V_{rot} = 190 \ km \ s^{-1}$ . Se puede considerar entonces que este punto sigue siendo representativo del movimiento circular del gas alrededor de la galaxia pudiéndose aplicar el método de Lequeux para estimar la masa de esta galaxia hasta este radio. Las estimaciones de la masa para esta galaxia se presentan en la Tabla 5.3

17	ABLA 5.3: Est	imación de masas para	NGC 5953
	$R_{bif}^{\mathrm{a}}\left( kpc ight)$	$V(R_{bif}) \ (km \ s^{-1})$	$M(R_{bif}) \times 10^{10} M_{\odot}$
NGC 5953	1.3	180	0.56 - 0.94

<sup>a</sup> Radio al cual se pierde la simetría entre un lado y otro de la curva de rotación.

Para NGC 5954, la curva permanece plana hasta al último punto detectado en el lado que se acerca (Figura 5.9), i.e. no se detecta un radio de bifurcación. Para el lado que se aleja, la curva permanece plana hasta un radio de  $31.5 \ arcsec$  ( $3.4 \ kpc$ ). De hecho, despreciando al salto que da la curva entre 32 y 35 arcsec (el cual corresponde al borde oeste de una de la burbuja detectada en la imagen en la banda B) podemos decir que la curva permance plana hasta  $R = 36.7 \ arcsec = 4.5 \ kpc$ . Se calculó así la masa de esta galaxia al interior de este radio, el cual está cercano al valor de  $D_{25}/2 = 38$  arcsec.

En el caso de este par de galaxias es difícil comparar las masa estimadas para cada galaxia utilizando este método pues para NGC 5953 la curva de rotación puede considerarse representativa del movimiento circular del gas alrededor de la galaxia hasta un radio R < $0.5 \ D_{25}/2$ , mientras que para NGC 5954 la estimación de la masa llega hasta un radio  $R \sim D_{25}/2$ . Lo que se observa a partir de esta primera estimación es que NGC 5953 es una galaxia bastante masiva en sus partes internas con  $M \le 1.3 \times 10^{10} M_{\odot}$  al interior de  $0.5 D_{25}/2$ . Para NGC 5954, la estimación es mucho más representativa de la parte visible de la galaxia. En este caso el valor de  $M~\leq 1.25 imes 10^{10}~M_{\odot}$  a  $D_{25}/2$  indica que ésta no es una galaxia particularmente masiva. Desafortunadamente la falta de información cinemática para las partes externas de NGC 5953 no nos permite hacer una comparación correcta entre las masa dinámicas de ambas galaxias.

Utilizando la expresión (3.35) para el cálculo de la masa orbital del par se encuentra un valor de  $4.8 \times 10^{10} M_{\odot}$  considerando una diferencia de velocidades sistemicas  $\Delta V$  igual a 106 km s<sup>-1</sup> y una separación proyectada de núcleo a núcleo  $X_{12}$  igual a 5.6 kpc.

#### Análisis del encuentro 5.5

Como se señaló anteriormente, el aparente puente en [NII] sigue aproximadamente la misma orientación que el puente que se observa en la imagen en la banda B (Figura 5.7), sin embargo se encuentra desfasado unos cuantos segundos de arco al norte. El desfasamiento entre estas estructuras refleja una diferencia entre la posición de las estrellas y la posición del gas. Este desfasamiento puede ser un reflejo de la historia de formación estelar a lo largo de este estructura así como información del encuentro en sí. El hecho de que la estructura de gas ionizado (con formación estelar en curso) se encuentre al norte de la estructura con estrellas jóvenes (formadas hace  $\leq 10^9$  años) podría hacer pensar que la perturbación responsable de la formación estelar a lo largo de este aparente puente se dirije del sur hacia el norte. Si esta estructura es en realidad una extensión del brazo de NGC 5954, el desfasamiento observado podría entonces reflejar el sentido de rotación de la onda de densidad responsable de la estructura espiral y por lo tanto responsable de la formación estelar reciente que se observa. Sin embargo como se mencionó en el Capítulo 2, sección 2.5.1, estas diferencias entre gas y estrellas podrían también ser producto de fuerzas no-gravitacionales como presión del gas o campos magnéticos actuando sobre el gas. En este caso, el desfasamiento entre el gas y las estrellas podría dar información de las fuerzas que actúan sobre el par y que podrían ser responsables de una eventual transferencia de material entre ambas galaxias. El hecho de que el lado sur de NGC 5954 muestre poco gas en emisión apoya la idea de que efectivamente éste es un puente a través del cual se está transfiriendo material de esta galaxia a la otra.

Para NGC 5953, la simetría entre ambos lados se pierde drásticamente a 10.2 *arcsec* cuando las velocidades del lado más cercano a la galaxia compañera empiezan a decrecer. Esta disminución en la velocidad puede deberse a una desaceleración del gas debido a la cercanía de la compañera y la posible transferencia de material.

# Capítulo 6

## Kar 302: NGC 3893 y NGC 3896

### 6.1 NGC 3893 y NGC 3896

Kar 302 es un par de galaxias en interacción en el cúmulo de la Osa Mayor semejante al par que constituye la galaxia del Remolino M51 y su compañera NGC 5195. NGC 3893 es una galaxia espiral de gran diseño tipo Sc (Sandage 1981) muy similar a M51 mientras que su compañera NGC 3896 parece ser una galaxia lenticular (SO-a) de mucho menor tamaño. NGC 3893 tiene un diámetro angular de 4.07 *arcsec* mientras que NGC 3896 tiene un diámetro angular de 1.51 *arcmin*. Considerando que este par de galaxias se encuentra a una distancia de 18.6 Mpc (Tully & Pierce 2000) esto se traduce en un diámetro lineal de 22 kpc para NGC 3893 y 8 kpc para NGC 3896. La separación entre estas galaxias (distancia entre sus núcleos) es de 13.9 kpc.

En las imágenes ópticas de este par no aparece una conexión aparente entre ambas galaxias (Figura 6.1). En la imagen en radio presentada por Condon (1987) (Figura ??), la galaxia principal NGC 3893 presenta una elongación hacia el sureste Sin embargo dada la escala de la imagen, ésta no parece estar asociada con la compañera ya que esta elongación se encuentra prácticamente al sur de NGC 3893 mientras que la compañera NGC 3896 se encuentra al sureste de la misma. Debido a su naturaleza interactuante y a su similitud con M51, Kar 302 ha sido objeto de varios estudios fotométricos en el óptico (Laurikainen, Salo & Aparicio 1998; Hernández-Toledo & Puerari 2001). A partir de imágenes directas en distintas bandas se detecta para NGC 3893 una gran cantidad de regiones HII de naturaleza grumosa (knotty) a lo largo de los brazos espirales, mientras que para NGC 3896 se detecta una región central prominente y elongada la cual podría tratarse de una barra central o bien de la superposición de dos regiones con formación estelar importante (Hernández-Toledo & Puerari 2001). NGC 3893 no presente exceso de color, mientras que NGC 3896 presenta un B - V predominantemente azul en sus partes centrales (Laurikainen, Salo & Aparicio 1998; Hernández-Toledo & Puerari 2001). Si bien NGC 3893 también ha sido clasificada como una galaxia tipo SAB(rs)c -en ambas bases de datos LEDA y NED-, en la imágenes en el óptico no se observa indicio alguno de una barra central (Hernández-Toledo & Puerari 2001). Los parámetros principales de estas galaxias se presentan en la Tabla 6.1



FIGURA 6.1: a) Imagen directa en la banda B de NGC3893/96 (Kar 302) tomada del Atlas de Galaxias de Carnegie, Volumen II (Sandage & Bedke 1994). b) Imagen monocromática ( $H\alpha$ ) del par obtenida a partir del cubo de datos del interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA. Un acercamiento de la región encerrada en el cuadro punteado se presenta en la Figura 6.3.



	NGC 3893	NGC 3896
Coordenadas (J2000) <sup>a</sup>	$\alpha = 14h \ 83m \ 08.4s$	$\alpha = 14h \ 85m \ 06.3s$
	$\delta=48^\circ$ 42' 34"	$\delta = 48^{\circ} \ 40' \ 30''$
Tipo morfológico	SBc <sup>a</sup>	S0-a <sup>a</sup>
	SAB(rs)c <sup>b</sup>	SB0/a pec <sup>b</sup>
	Sc <sup>c</sup>	SBbc pec <sup>c</sup>
$m_B^{c}$ (mag)	11.13	14.05
D <sub>25</sub> /2 <sup>a</sup> (arcmin)	2.03	0.75
Distancia <sup>d</sup> (Mpc)	18.6	18.6
$D_{25}/2^{\rm a} \ (kpc)$	10.9	4.1
$M_B^a$ (mag)	-20.33	-17.25
Brillo superficial promedio al interior de		
$D_{25}/2^{\rm a}$ (en mag/arcsec <sup>2</sup> )	22.65	23.57
Velocidad sistemica $(km/s)$	$971\pm6^{\mathrm{a,e}}$	$959 \pm 11^{a,e}$
	977 <sup>b</sup>	980 <sup>b</sup>
	973 <sup>g</sup>	
	$967.2\pm1.0^{ m h}$	
	$962\pm5^{ m f}$	919 <sup>j</sup>
V <sub>rot max</sub> (km/s)	251.2 <sup>a,e</sup>	150.0 <sup>a,e</sup>
	195 <sup>h</sup>	
	$190\pm10^{ m f}$	
P.A. (°)	165 <sup>g</sup>	
TEDID UUN	$352^{h}$	
FALLA DE UNIGER	$340\pm10^{ m f}$	
Inclinación (°)	49 pm2 <sup>h</sup>	antina di Antonio di A Antonio di Antonio di An
	45 pm3 <sup>f</sup>	ана стала на селото н Стала на селото на сел
Masa HI <sup>h</sup> (10 <sup>8</sup> $M_{\odot}$ )	1.5	
Masa (en $10^{11} M_{\odot}$ )	1.06 <sup>f,i</sup>	••• <u>•</u> ••

TABLA 6.1: Parámetros de NGC 3893 y NGC 3896

ł

§6.1 NGC 3893/96

Capítulo 6 : Kar 302



FIGURA 6.2: Mapa de isocontornos de emisión en HI para NGC 3893. El centro óptico de la galaxia está indicado con una cruz. Los isocontornos de afuera hacia adentro corresponden a  $\pm 2^{(n/2)}$ ,  $\pm 2^{(n+1/2)}$ ,  $\pm 2^{(n+2/2)}$ , .... mJy con n = -3. La cruz indica la posición de centro óptico. Imagen tomada de Condon (1987).

- <sup>a</sup> Tomada de la base de datos LEDA
- <sup>b</sup> Tomada de la base de datos NED (Nasa Extragalactic Database)
- <sup>c</sup> Hernández-Toledo & Puerari (2001)
- <sup>d</sup> Tully & Pierce (2000)
- <sup>e</sup> A partir de observaciones en radio
- f Este trabajo
- <sup>g</sup> Han, Gould & Sackett (1995) a partir de imágenes directas y espectroscópicas
- <sup>h</sup> Verheijen & Sancisi (2001) Observaciones en radio
- <sup>i</sup> Al interior de 13.5 kpc (1.24  $D_{25}/2$  )calculada partir de la curva de rotación multifrecuencias ( $H\alpha$ -este trabajo- y HI-Verheijen & Sancisi (2001)-) utilizando el método de Lequeux (1983)para una distribución esférica de masa-este trabajo
- <sup>j</sup> Considerando la velocidad radial del máximo en emisión de la imagen del contínuo -este trabajo





FIGURA 6.3: Mapa de emisión monocromática en  $H\alpha$  de NGC 3896. Las regiones señaladas se discuten en el texto, sección 6.2.1

### 6.2 Mapa de velocidades y curvas de rotación

### 6.2.1 Imagen monocromática

La Figura 6.1b presenta la imagen monocromática en  $H\alpha$  de Kar 302. En esta se puede apreciar que los brazos de NGC 3893 están prácticamente delineados por regiones HII grumosas. En particular se observa una región con emisión muy intensa al noroeste de la galaxia (región II en la Figura 6.1b) En la parte central se distingue un máximo de emisión en  $H\alpha$ , sin embargo como han señalado otros autores, éste no puede asociarse claramente a una barra central aún cuando presenta un aspecto elongado (región I en la Figura 6.1b).

Para NGC 3896 (Figura 6.3) se observa emisión extendida en la parte central de la galaxia yendo del sureste al noroeste con dos máximos a lo largo de esta dirección (regiones III y IV en la Figura 6.3). Al norte se alcanza a distinguir emisión más difusa (región V), al suroeste se observa otra estructura difusa en emisión (región VI). Ambas regiones podrían ser resultado de las fuerzas de marea producto de la interacción.

### 6.2.2 Mapas de velocidades

### NGC 3893

	TESIS CON	
ļ	FALLA DE ORIGEN	

El mapa de velocidades radiales de esta galaxia es semejante al de una galaxia espiral sin perturbaciones (Figuras 6.4 y 6.5). Las velocidades radiales se presentan bastante regulares y el eje menor cinemático se encuentra claramente delineado por



FIGURA 6.4: Mapas de velocidades radiales de NGC 3893 y NGC 3896.

las velocidados radiales con valor ~ 955  $km s^{-4}$ . Así mismo estas velocidades son simétricas respecto a dicho eje. A nivel local es posible observar figeras irregularidades en la distribución de las velocidades radiales, sobretodo en las partes asociadas a los brazos espírales. Dichas irregularidades podría n estar asociadas al paso del gas a través de los brazos espírales como se verá en la sección 6.3.3.

#### NGC 3896

Por su parte el mapa de velocidades radiales de la compañera está fuertemente perturbado (Figura 6.6). Aún así alcanza a distinguirse un gradiente de velocidades radiales de sureste a noroeste abarcando un rango de 860 km s<sup>-1</sup> a 1020 km s<sup>-1</sup>. Salvo esta tendencia global. la distribución de velocidades radiales es bastante irregular.

### 6.2.3 Curvas de rotación

### NGC 3893

Para el cálculo de la curva de rotación de esta galaxia se consideró un sector angular  $\Theta = 50^{\circ}$  de cada fado del eje mayor cinemático de la galaxia. El conjunto de valores que resultó en la curva más simétrica y con menor dispersión fue  $P.A. = (340 \pm 10)^{\circ}$ ,  $i = (45 + 3)^{\circ}$  y  $V_{sys} = (962 \pm 5)$  km s<sup>-4</sup> (Tabla 6.1). El centro cinemático que se consideró para calcular la curva de rotación de NGC 5427 coincide con el centro



considerado para el cálculo de la curva de rotación. elángulo de posición P.A. de esta galaxia, las líneas delgadas indican el sector angular FIGURA 6.5: Mapa de velocidades radiales de NGC 3893. Las línea gruesa senñala



Capitulo 8 : Kar 302

<770

> 1130

§6.2.3Curvas de rotación


FIGURA 6.6: Mapa de velocidades radiales de NGC 3896 con los isocontornos de intensidad en  $H\alpha$  superpressos.

fotométrico en menos de 1 *arcsec. La* curva de rotación para esta galaxia se presenta en la Figura 6.7.

Globalmente la curva de rotación es simétrica presentando oscilaciones en fase de un lado y otro de la galaxia. Dentro de los primeros 68 arcesec (6.1 kpc) presenta un comportamiento ascendente alcanzando un valor máximo de 190 km s<sup>-1</sup> a R =65 arcsec (5.9 kpc). A partir de este punto ambos iados de la galaxia muestran una disminución de ~ 30 km s<sup>-1</sup> a R = 75 arcsec (6.5 kpc). A este radio se encuentra el punto más alejado del lado neroeste de la galaxia (lado que se aleja del observador y más alejado de la compañera). La velocidad de rotación en el lado sureste presenta entones un ligero aumento alcanzando un valor de ~ 180 km s<sup>-1</sup> a ~ 85 arcesec del centro de la galaxia.



#### NGC 3895

Esta galaxia presenta una distribución irregular de velocidades radiales de manera que no fue posible calcular una curva de rotación simétrica y con poca dispersión aún para los primeros kitoparsecs de dicha gataxia y considerando un sector  $\Theta$  pequeño.



FIGURA 6.7: Curva de rotación para NGC 3893. Las letras que aparecen están relacionadas con particularidades morfológicas y se discuten en el texto.





FIGURA 6.8: Mapa de FWHM para NGC 3893. Las regiones señaladas presentan un FWHM importante y se discuten en la sección 6.3.1 Las línea gruesa señala el P.A. de la galaxia.

## 6.3 Movimientos no-circulares

6.3.1 FWHM

NGC 3893

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

La Figura 6.8 muestra el mapa de FWHM para NGC 3893 en el que se puede apreciar valores importantes para FWHM en el lado convexo del brazo este. (regiones  $i \ y \ ii$ ). Para la región i,  $FWHM \ge 220 \ km \ s^{-1}$  mientras que para la región  $ii \ FWHM \ge 120 \ km \ s^{-1}$ . La región i coincide con la región HI en la imagen monocromática donde se detecta un máximo de intensidad (región II en la Figura 6.1b). Así mismo se observa una contribución importante ( $FWHM \ge 110 \ km \ s^{-1}$  en el lado convexo del brazo oeste (región iii). En la parte inferior de este brazo (región iv) se observan también valores grandes ( $\ge 120 \ km \ s^{-1}$ ). Sin embargo éstas no se encuentran preferentemente en un lado u otro de este brazo sino que lo atraviesan de manera casi perpendicular el brazo. En las partes internas ( $\sim 40 \ arcsec$  centrales) se observan también valores grandes ( $\sim 90 \ km \ s^{-1}$ ) rodeando prácticamente el centro de la galaxia, las cuales parceen estar relacionadas con el inicio de ambos brazos



FIGURA 6.9: Mapas de FWHM para NGC 3896. Las regiones indicadas se discuten en la sección 6.3.1.

espirales. La parte dentral de esta galaxia presenta también FWHM importantes con un valor  $\geq 110 \ km \ s^{-1}$ .

TESIS CON				
FALLA	DE	ORÍGEN		

## NGC 3896

Para esta galaxia se observan valores grandes para el FWHM al norte y al noroeste de la misma (regiones v a vii en la Figura 6.9). Para la región v se detectan FWHM de hasta 170 km s<sup>-1</sup>, la región vi presenta FWHM  $\leq 95$  km s<sup>-1</sup> llegando hasta ~ 150 km s<sup>-1</sup>, y para la región vii se tiene FWHM  $\geq 105$  km s<sup>-1</sup>. La región vii coincide con la estructura externa detectada en la imagen monocromática (región VI en la Figura 6.3), lo que podría confirmar el hecho de que esta región está siendo objeto de fuerzas de marea importantes. Por su parte la región viii en la Figura 6.9 muestra una región con valores pequeños (~ 55 km s<sup>-1</sup>) y se encuentra diametralmente opuesta a la región vi donde se detectan FWHM importantes.



FIGURA 6.10: Mapas de velocidades residuales para NGC 3893. El recuadro superior muestra la curva "promedio" considerada para calcular el campo de velocidades radiales *ideal*. Las regiones*ix* a *xii* se discuten en la sección 6.3.2.

## 6.3.2 Mapas de velocidades residuales

## NGC 3893



Con el fin de obtener el mapa de velocidades residuales de esta galaxia se obtuvo un promedio de la curva observada siguiendo el siguiente procedimiento. Para cada radio  $R_i$  de la curva de rotación donde se detecta emisión para ambos lados de la galaxia se consideran las velocidades radiales asociadas a cada lado,  $V_{i azul}$  y  $V_{i rojo}$ , calculándose su promedio. Esta valor promedio es el que se asocia entonces al radio  $R_i$ . La incertidumbre en la velocidad de rotación que se asocia a este radio está dada por la diferencia  $|V_{i \ azul} - V_{i \ rojo}|$ . En los casos en los que sólo se detecta emisión en un lado de la galaxia se considera la incertidumbre máxima de la curva de rotación observada. Considerando que la curva de rotación de esta galaxia es bastante simétrica, el promedio de las velocidades de rotación de cada lado sigue siendo representativo del movimiento del gas alrededor del centro de la misma. La curva resultante se presenta en el recuadro superior en la Figura 6.11. El mapa de velocidades radiales ideal se construyó entonces a partir de esta curva y la ecuación (3.27). Este se muestra en la Figura 6.11. Este mapa no mostró ninguna de las particularidades señaladas por Warner, Wright & Baldwin (1973) como indicadores de errores en la determinación de los parámetros cinemáticos para el cálculo de la curva de rotación -ver Capítulo 3, sección 3.5.4- de manera que las particularidades

que presenta este mapa están directamente vinculadas con movimientos no-circulares del gas. Se observan  $V_{res}$  importantes (tanto positivas como negativas) a lo largo de los brazos espirales (regiones *ix* a *xii*). Es importante señalar el cambio de signo de  $V_{res}$  al pasar de la región *xii* a la región *xi*. Este cambio de signo podría estar relacionado con el movimiento del gas respecto a la perturbación responsable del brazo espiral y por lo tanto estar relacionado con el radio de corrotación de la galaxía.

#### NGC 3896

Por la definición misma de las velocidades residuales, para esta galaxia no fue posible obtener el mapa de  $V_{res}$  pues como se mencionó en la sección 6.2.2 no se pudo calcular una curva de rotación.

# 6.3.3 Comparación entre particularidades cinemáticas y morfológicas

#### NGC 3893

Para esta galaxia se comparó la localización de cada región con emisión (proyectada en el plano del cielo) con velocidad radial observada, encontrándose que la mayoría de las oscilaciones que se observan en la curva de rotación pueden asociarse con los brazos de la galaxia y las regiones interbrazo (Figuras 6.7 y??). Por ejemplo la región B indica el inicio del brazo espiral oeste mientras que el inicio del brazo este alcanza a apreciarse en la región I. En ambos puntos se observa que la curva llega a un máximo relativo para después disminuir ( región I) o permancer plana (región B). Para el lado de la curva que se aleja (lado norte) la región interbrazo (marcada por la letra P) presenta una ligera disminución en su velocidad de rotación  $\Delta V \sim 10 \ km \ s^{-1}$ . Trás este punto se observa otra depresión en la curva con  $\Delta V \sim 10 \ km \ s^{-1}$  (marcada con la letra C) la cual también corresponde a la region interbrazo al norte de esta galaxia. Para el lado que se acerca (lado sur) la región interbrazo está marcada por la letra J y para esta también se observa una disminución de aproximadamente 20 km  $s^{-1}$ . Después de este punto en este lado de la curva, la velocidad de rotación -en valor absoluto- aumenta de manera regular /señalada con la letra K) y corresponde a parte del brazo oeste de la galaxia. Tras este aumento la velocidad de rotación comienza a oscilar alrededor de un valor  $\sim 180 \ km \ s^{-1}$ . Esta región (marcada con la letra M) corresponde al inicio de la región interbrazo al sureste dela galaxia. A radios mayores la curva se vuelve relativamente plana alrededor de una valor de 175 km  $s^{-1}$ . Esta región corresponde al estremo sur de la galaxia el cual presenta poca emisión y se señala con la letra N. Para el lado que se acerca también se observa un aumento regular de  $V_{rot}$  asociado con parte del brazo espiral oeste (región R). Tras este aumento se observa una ligera disminución en  $V_{rot}$  (señalada con la letra E)



FIGURA 6.11: Imagen monocromática de NGC 3893 indicando las regiones asociadas con particularidades en la curva de rotación de esta galaxia presentanda en la Figura 6.7.



que corresponde al inicio de la región interbrazo justo después de la región HII más intensa en esta galaxia (región II en la Figura ??). En los últimos puntos detectados la velocidad de rotación disminuye de 195  $km s^{-1}$  a 155  $km s^{-1}$  en un intervalo de 14" (1.3 kpc). Esta región corresponde al extremo noroeste de la galaxia (señalado con la letra F) y puede asociarse a la bifurcación derecha del brazo oeste. Para las partes centrales de esta galaxia no se observa ninguna particularidad para la región interna (marcada con la letra O) tampoco se observan en la curva de rotación indicios de la presencia de la posible barra (regiones A y G).

#### NGC 3896

La superposición del mapa del contínuo con el mapa de velocidades radiales de esta galaxia (Figura 6.6) muestra que en las regiones con mayor emisión el intervalo de velocidades radiales observadas es relativamente pequeño  $\Delta V \leq 30 \ km \ s^{-1}$ . En las partes externas de esta galaxia donde la emisión monocromática disminuye en intensidad se observa una distribución irregular de velocidades radiales. Para la parte norte de la galaxia que corresponde a la posbile estructura extendida de marea (región V en la Figura 6.3) se observan velocidades radiales desde 881 km s<sup>-1</sup> hasta 1020 km s<sup>-1</sup>. Es importante señalar que las regiones noreste y suroeste de esta galaxia (región VI en la Figura 6.3 y la región diametralmente opuesta a la misma) presentan rangos de velocidades mucho menores  $\Delta V \leq 20 \ km \ s^{-1} \ y \ \Delta V \leq 30 \ km \ s^{-1}$ , respectivamente. Es importante señalar que el tipo de emisión monocromática extendida que se detecta en esta galaxia no es común en galaxias S0, por lo que es poxible que en realidad esta galaxia sea de tipo morfológico o irregular. De hecho la fotometría de Hernández-Toledo & Puerari (2001) indica la posible presencia de un disco e indicios de una posible estructura "espiral".

## 6.4 Análisis dinámico

## 6.4.1 Estimación de la masa

### NGC 3893

Para estimar la masa de esta galaxia la información cinemática dada por la curva de rotación en  $H\alpha$  se complementó con la curva de rotación en HI obtenida por Verheijen & Sancisi (2001). Para tal efecto se consideraron los mismos parámetros cinemáticos que estos autores (Tabla 6.1), así como la curva de rotación  $H\alpha$  "promedio" calculada en la sección 6.3.2. La Figura 6.12 muestra las superposición de ambas curvas. En ésta se puede observar que para los radios en común, las curvas se superponen de manera suave salvo por la parte externa de la curva en  $H\alpha$  a  $R \ge 60$  arcsec donde la curva de rotación en  $H\alpha$  disminuye, así mismo se observa que a partir de  $R \sim 240$  arcsec (21.6 kpc) la curva HI disminuye de manera importante.



FIGURA 6.12: Curva de rotación multifrecuencia para NGC 3893. La curva se obtuvo a partir de las observaciones en  $H\alpha$  (puntos pequeños) y HI (puntos grandes rellenos, (Verheijen & Sancisi 2001)). La flecha horizontal indica la velocidad máxima de rotación que se consideró para estimar la masa utilizando el método de Lequeux (1983). La flecha vertical corresponde al radio al interior del cual se estimó esta masa.

Utilizando el método propuesto por Lequeux (1983) -Capítulo 3, sección 3.6.1. se estimó un rango de posibles masas para esta galaxia al interior de 150 arcsec (13.5 kpc =  $1.24D_{25}/2$ ) considerando  $V_{max} = 190 \ km \ s^{-1}$  encontrándose una masa entre  $0.66 \times 10^{11} M_{\odot}$  y  $1.09 \times 10^{11} M_{\odot}$ . Estos resultados se presentan en la Tabla 6.1 Para el cálculo de la masa orbital del par se utilizó la expresión (3.35) encontrándose un valor de  $1.96 \times 10^{10} M_{\odot}$  considerando una diferencia de velocidades sistémicas  $\Delta V$  igual a 43 km s<sup>-1</sup> y una separación proyectada de núcleo a núcleo  $X_{12}$  igual a 13.9 kpc. En este caso la masa orbital calculada de esta manera resulta mucho menor que la masa dinámica, lo que deja ver que la diferencia de velocidades sistémicas  $\Delta V$  entre estas galaxias no es representativa de la velocidad orbital del par.

## 6.4.2 Distribución de masa para NGC 3893

Para conocer la distribución de masa de NGC 3893 a partir del ajuste de los modelos de masa de Blais-Ouellette, Amram & Carignan (2001) presentados en el Capítulo 3, se utilizó la fotometría en la banda I obtenida por Hernández-Toledo & Puerari (2001) y la distribución superficial de hidrógeno neutro dada por Verheijen & Sancisi (2001). Para esta galaxia se utilizó la curva de rotación multifrecuencias ( $H\alpha \gamma$  HI) que aparece en el Figura 6.12.

A partir de este ajuste se encontró que la información cinemática en la partes in-

ternas de la galaxia proporcionada por la observaciones en  $H\alpha$  impone restricciones severas al modelo de halo considerado, así como al cociente masa-luminosidad del disco. Del mismo modo, la información a radios grandes restringe los parámetros utilizados para ajustar la curva de rotación observada. A partir de las Figuras 6.13 y 6.14, 6.16 y 6.17 se puede ver que los parámetros que ajustan la curva de rotación obtenida de observaciones HI no son los mismos que ajustan a la curva de rotación multifrecuencias.

Por ejemplo en el caso del halo isotérmico podemos ver que si únicamente se considera la curva en HI, el cociente masa-luminosidad del disco resulta mucho mayor que cuando se considera la curva multifrecuencias (Figuras 6.13 y 6.14). De hecho, los puntos internos dados por las observaciones en el óptico imponen un  $(M/L)_D$  menor que uno, lo que implicaría la presencia en el disco de una población importante de estrellas jóvenes, lo cual no se observa en las imágenes directas de esta galaxía.

Por otro lado, el ajuste de la curva multi-frecuencias considerando un disco máximo con un halo isotérnico de materia oscura (Figura 6.15) da una  $\chi^2$  más de dos veces mayor que la que se obtiene con un disco no máximo (Figura 6.14). El considerar un halo tipo NFW introduce valores de  $\chi^2$  aún mayores (Figuras 6.16 y 6.17) además de "exigir" que la contribución del disco de estrellas a la masa de la galaxia sea prácticamente nula con  $M/L \leq 0.1$ .

A partir de las Figuras 6.13 a 6.17 se puede ver que ninguno de los modelos clásicos para el halo de materia oscura ajusta el último punto de la curva multifrecuencias.



FIGURA 6.13: Modelo de masa que mejor ajusta la curva de rotación derivada de observaciones de HI (Verheijen & Sancisi 2001) considerando un halo de materia oscura isotérmico con un disco no máximo. La curva de líneas largas representa la contribución del halo de materia oscura, la curva de líneas cortas representa la contribución del disco estelar. Los parámetros que parecen en la figura corresponden al cociente masa-luminosidad del disco en la banda I  $(M/L_{disk})$ , el radio central (*core radius*) del halo de materia oscura  $(R_0 \ y \ su \ densidad \ central <math>\rho_0$  ( $R_0 \ en \ kpc \ y \ \rho_0 \ en \ M_{\odot}/pc^{-3}$ , respectivamente) y la  $\chi^2$  minimizada en el espacio de parámetros.





FIGURA 6.14: Modelo de masa que mejor ajusta la curva de rotación multifrecuencias ( $H\alpha$  y HI) considerando un halo de materia oscura isotérmico con un disco no máximo.



FIGURA 6.15: Modelo de masa que mejor ajusta la curva de rotación multifrecuencias ( $H\alpha$  y HI) considerando un halo de materia oscura isotérmico con un disco máximo.





FIGURA 6.16: Modelo de masa que mejor ajusta la curva de rotación HI obtenida por Verheijen & Sancisi (2001) considerando un halo de materia oscura tipo Navarro, Frenk y White (Navarro, Frenk & White 1996) y un disco no máximo.



FIGURA 6.17: Modelo de masa que mejor ajusta multifrecuencias y considerando un halo de materia oscura tipo Navarro, Frenk y White (Navarro, Frenk & White 1996) y un disco no máximo.

FALLA DE C



FIGURA 6.18: Superposición de los isocontornos de emisión de hidrógeno neutro obtenidos por Condon (1987) en el mapa de de velocidades obtenido con observaciones en el óptico ( $H\alpha$ ) con el fin de comparar la elongación detectada en radio con la cinemática de esta galaxia. Unicamente se presentan el isocontorno más externo y el isocontorno que corresponde al máximo en emisión. La cruz indica la posición de centro óptico.

## 6.5 Análisis del encuentro

Con el fin de analizar este encuentro, se determinó la orientación para NGC 3893 respecto al plano del cielo. NGC 3893 es una espiral de gran diseño con dos brazos bien definidos por lo que se puede asumir que ésta es una espiral *"trailing"* ya que como se vio en el Capítulo 1, sección 1.2.5, los brazos espirales *"teading"* no son comunes además de que en los casos que se ha observado este comportamiento se observa únicamente un brazo. Considerando entonces el sentido de rotación de la galaxia y la ubicación del lado que se aleja (lado "rojo") y el lado que se acerca (lado "razul"), se puede inferir la orientación de esta galaxia situando su lado oeste más cercano al observador que el lado este. Por el contrario para NGC 3896 no es posible inferir una orientación en un escenario tridimensional.

Se superpuso entonces el mapa de velocidades obtenido con observaciones en el óptico ( $H\alpha$ ) con las isofotas externas en radio observadas por Condon (1987) (Figura 6.18) para determinar hasta que punto la estructura elongada que se observa en el radio está asociada con la compañera NGC 3896. Esta estructura semejante a una estructura de marea no se encuentra en la dirección de NGC 3896 y no parece estar asociada con ninguna estructura de NGC 3893 detectada en el óptico ni seguir la orientación de ninguno de los brazos de NGC 3893 visibles en el óptico. Sin embargo, en una imagen de esta galaxia obtenida en el filtro B (Hernández-Toledo, 2003 -comunicación personal) es posible distinguir algunas regiones con emisión en la dirección de la estructura detectada por Condon (1987). Del mismo modo se alcanza a distinguir una prolongación del brazo este el cual rodea a la galaxia extendiéndose hacia el norte. Salvo por la isofota externa en la imagen de HI, el resto de las isofotas de esta galaxia se presentan bastante regulares y casi concéntricas respecto al centro óptico de la galaxia (marcado con una cruz en las Figuras 6.2 y 6.18). Sin embargo la presencia del brazo elongado indica que NGC 3893 está siendo perturbada por NGC 3896.

Por otro lado, ésta es una galaxia espiral de gran diseño cuvo patrón pudo haber sido reforzado por la presencia de la compañera como en el caso de M51. Sin embargo para M51 la imagen en HI presenta severas distorsiones, sobretodo en la dirección de su compañera NGC 5195 (Condon 1987). Esto nos lleva entonces a pensar que para Kar 302, el encuentro es tal que contribuído a la formación del patrón espiral de gran diseño en NGC 3893 así a como la aparición de ciertas perturbacions en la compañera, y a su vez es tal que se ha producido una perturbación netamente asimétrica en la galaxia principal. Si la compañera orbita alrededor de NGC 3893 con una velocidad relacionada con las resonancias internas de ésta, es posible que el disco de esta última responda en primera instancia formando el patrón espiral de diseño, sobre todo si la galaxia compañera se encuentra relativamente alejada y después aparezcan perturbaciones asimétricas. Como se senaló en el Capítulo 2, las interacciones "fuertes" entre dos galaxias pueden inducir estructura regular en las galaxias participantes (Salo & Laurikainen 2000a,b) Como se vio en el Capítulo 2, las simulaciones numéricas de encuentros han permitido determinar los escenarios favorables para la formación de puentes y colas, encontrándose que estos tienden a formarse cuando el plano del disco de la galaxia principal es similar al plano de la órbita y cuando el encuentro entre las galaxias es directo. A partir de estos resultados podemos suponer que estamos presenciando un encuentro en el cual el primer resultado de la perturbación fue la formación del patrón espiral en NGC 3893 con la eventual deformación de NGC 3896 (quizás durante un primer acercamiento) y posteriormente la pérdida de simetría de la galaxia principal. En este caso se podría suponer que NGC 3896 orbita alrededor de NGC 3893 siguiendo una órbita directa con una inclinación importante respecto al plano de la galaxia principal tal que en un primer momento haya "postergado" la aparición de estructura asimétrica tal como un puente, una cola o bien, un brazo elongado como el que se observa. Una posible configuración de este encuentro se presenta en la Figura 6.19.

Por otro lado el hecho de que la curva de rotación obtenida a partir del HI decrezca en sus partes externas podría explicarse a partir de la naturaleza del halo de materia oscura de estas galaxias. Ya sea que el halo de NGC 3893 es un halo truncado producto de la interacción o bien el sistema comparte un halo común de materia



FIGURA 6.19: Posible configuración tridimensional para el encuentro entre NGC 3893 y NGC 3896 donde se indica el espín y la orientación de la galaxia principal. La flecha punteada indica el posible sentido del encuentro de una de las galaxias respecto a la otra.



oscuar. Cabe señalar sin embargo que una tercera posibilidad requiera una revisión del método utilizado por Verheijen & Sancisi (2001) para calcular la velocidad de rotación del HI a estos radios, en el cual anillos inclinados respecto al plano de la galaxia - elipses en el plano del cielo- se ajustan al mapa de velocidades observado minimizando la dispersión al intereior de cada anillo (Begeman 1987; Cote, Carignan & Sancisi 1991).

## Capítulo 7

## Kar 389: NGC 5257 y NGC 5258

## 7.1 NGC 5257 y NGC 5258

Kar 389 es un par de galaxias en interacción que consta de dos galaxias espirales, NGC 5257 y NGC 5258. Esta par fue catalogado por Vorontsov-Velyaminov en su Atlas y Catálogo de Galaxias Interactuantes (Vorontsov-Velyaminov 1959), incluído por Arp en su catálogo de galaxias peculiares (Arp 1966) y catalogado por Karachentsev (1972) como un par aislado tipo LIN mostrando puentes y colas. En su trabajo sobre similitudes entre galaxias en pares interactuantes -ver Capítulo 2, sección 2.2.2, Yamagata, Noguchi & Iye (1989) encontraron que NGC 5257 y NGC 5258 comparten el mismo tipo morfológico (Sb -según estos autores) y estructura interna similar, así como tamaños angulares comparables (~ 1.5 arcmin), lo que hace que este par caiga dentro de la categoría de "galaxias gemelas" propuesta por estos autores (ver Figura 7.1). A partir de su velocidad sistémica corregida por la deriva hacia el cúmulo de Virgo ( $V_{syst} = 6840 \ km \ s^{-1}$ -base de datos LEDA), este par se sitúa a 97.72 Mpc de manera que las galaxias que lo componen, NGC 5257 y NGC 5258 tienen diámetros lineales de 44.06 kpc y 42.07 kpc respectivamente, lo que nos indica que se trata de galaxias espirales de tamaño considerable. Este par forma parte de la muestra de galaxias brillantes del satélite IRAS (Soifer et al 1989) con una luminosidad en el infrarrojo lejano de  $2020 \times 10^8 L_{\odot}$ -considerando ambas galaxias (Sofue et al 1993). Entre ambas galaxias se observa además un puente de material, el cual se aprecia claramente en la imágen en el filtro B que se presenta en la Figura 7.1a. Como parte de esta muestra este par fue observado en HI por Condon et al (1990) para su Atlas en 1.49 GHz. El mapa de isocontornos de intensidad en esta longitud de onda se presenta en la Figura 7.2.

NGC 5257 es una galaxia de tipo morfológico SAB(s)b (base de datos NED). A partir de observaciones de HI (1.49 GHz), Hutchmeir & Richter (1989) encuentran una velocidad sistémica de 6881  $km s^{-1}$  así como una masa de HI de  $1.2 \times 10^{10} M_{\odot}$ . Esta galaxia fue observada por Bushouse & Werner (1990) tanto en el infrarrojo

187

cercano como en  $H\alpha$  encontrando que no presenta formación estelar activa en sus partes centrales, sin embargo estos autores detectan más de una región HII gigante en sus partes externas (Figura 7.3). En esta misma Figura se puede apreciar una barra prominente de ~ 6.5 arcsec (3.1 kpc) de largo en la banda K. Por su parte, Hernández-Toledo & Puerari (2001) observaron este par como parte de su estudio fotométrico de galaxias binarias. En su imagen ultracontrastada de esta galaxia en la banda B (Figura 7.4) se puede apreciar un núcleo bien definido y dos brazos espirales extendidos. Entre el núcleo y estos brazos se alcanza a distinguir una pequeña estructura espiral (Hernández-Toledo & Puerari 2001). Estos autores encuentran también un índice de color (B - V) representativo de galaxias tipo Sb-Sc.

NGC 5258 es una galaxia de tipo morfológico SAB(s)b (base de datos NED). La emisión en radio contínuo de esta galaxia fue observada por Hummel et al (1987) con el fin de determinar la naturaleza de su núcleo. Estos autores encuentran que esta galaxia presenta un núcleo similar a una región HII con un flujo menor que 6.0 mJy a una frecuencia de 1.49 GHz. Hutchmeir & Richter (1989) encuentran una velocidad sistémica de 6643  $km~s^{-1}$  así como una masa de HI de 9.8 × 109  $M_{\odot}$ . En su trabajo sobre observaciones de CO en galaxias del Catálogo de Arp, Sofue et al (1993) encuentran una luminosidad importante en CO para esta galaxia ( $L_{CO} \sim$  $47 \times 10^7 \ K \ km \ s^{-1} \ pc^2$  dentro los 15 *arcsec* centrales). Sin embargo encuentran un cociente  $L_{FIR}/L_{CO}$  de 43, mientras que para galaxias aisladas este cociente suele tener un valor de  $\sim 15$  (Sanders et al 1986; Young et al 1986). Según estos autores, este exceso de emisión en el infrarrojo cercano puede deberse a que la eficiencia de formación de estrellas masivas a partir del gas molecular es muy alta en esta galaxia o bien puede deberse a que el grueso de la emisión en el infrarrojo lejano proviene de regiones que no caen dentro de la región donde se determinó  $L_{CO}$ . La primera explicación señalaría que la interacción está aumentando la formación estelar en esta galaxia, mientras que la segunda sugiere que la formación estelar está ocurriendo no sólo en las partes centrales de la galaxia sino hasta varios kiloparsecs del centro. Dentro de su trabajo fotométrico sobre galaxias en interacción, Bushouse & Werner (1990) encuentran que ésta es una de las pocas galaxias donde los máximos de emisión en  $H_{\Omega}$  también se observan en el infrarrojo (Figura 7.3). Estos autores encuentran también que el índice de color J - K de la región HII con mayor emisión es ~ 0.1 mag más rojo que el núcleo de esta galaxia y que las partes del disco cercanas a dicha región. Por su parte Hernández-Toledo & Puerari (2001) encuentran que esta galaxia presenta una región nuclear elongada (Figura 7.4) de donde emergen dos brazos largos y difusos, en particular el brazo que surge del lado sureste de esta galaxia se presenta muy elongado. Estos autores encuentran también que el índice de color (B-V) para esta galaxia es representativo de galaxias tipo Sa-ab.

Los parámetros principales de estas galaxias se presentan en la Tabla 7.1



FIGURA 7.1: a) Imagen directa en la banda B de NGC 5257/58 (Kar 389) tomada del Catálogo de Galaxias Peculiares de Arp (1966). b) Imagen monocromática  $(H\alpha)$  del par obtenida a partir del cubo de datos del interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA. Las regiones señaladas por un número se discuten en la sección 7.2.1.

	NGC 5257	NGC 5258
Coordenadas (J2000) <sup>a</sup>	$\alpha = 13h \ 39m \ 52.9s$	$\alpha = 13h \ 39m \ 57.7s$
· · ·	$\delta = +00^{\circ} 50' 24"$	$\delta = +00^{\circ} 49' 52"$
Tipo morfológico	SBb <sup>a</sup>	SBb <sup>a</sup>
-	SAB(r)b pec <sup>b</sup>	SA(s)b pec <sup>b</sup>
	SA(rs)b pec c	SABb pec <sup>c</sup>
$m_B^{c}$ (mag)	13.69	13.67
$D_{25}/2^{\rm a}$	$0.775' = 22.02 \ kpc$	$0.74' = 21.04 \ kpc$
Distancia <sup>a</sup> (Mpc)	97.72	97.72
$M_B^{\mathbf{a}}$ (mag)	-21.95	-21.49
Brillo superficial promedio al interior de		
$D_{25}/2^{\rm a}$ (en $mag/arcsec^2$ )	22.83	23.20
$L_{FIR}^{d}$ (10 <sup>8</sup> $L_{\odot}$ )	2020 (todo el par)	23.20 (todo el par)
$L_{CO}^{e}$ ( $10^{7} K km s^{-1} pc^{2}$ )	<u>≤</u> 20	~ 47
Velocidad sistemica $(km/s)$	$6800 \pm 6^{a}$	$6784 \pm 11^{a}$
	6798 <sup>b</sup>	6757 <sup>b</sup>
	$6825\pm10^{ m f}$	$6765\pm5^{\mathrm{f}}$
$V_{rol\ max}$ $(km/s)$	270.4 <sup>g</sup>	315.5 <sup>g</sup>
	$290\pm10^{ m f}$	$252\pm10^{\mathrm{f}}$
P.A. (°)	92 <sup>h</sup>	
	$99 \pm 3^{f}$	$206 \pm 4^{f}$
Inclinación (°)	56.7 <sup>a</sup>	<b>43.6</b> <sup>a</sup>
	$58\pm5^{\mathrm{f}}$	57 ± 3 <sup>r</sup>
Masa HI <sup>i</sup> (10 <sup>9</sup> $M_{\odot}$ )	12	9.8
Masa (en $10^{11} M_{\odot}$ )	2.08 <sup>f.j</sup>	1.48 <sup>f j</sup>

TESIS CON

FALLA DE ORIGEN

Capitulo 7 : Kar 389



FIGURA 7.2: Mapas de isocontornos de intensidad en HI para Kar 389. NGC 5257 se encuentra a la izquierda y NGC 5258 a la derecha. La posición IRAS se indican con una cruz. Los isocontornos de afuera hacia adentro corresponden a  $\pm 2^{(n/2)}, \pm 2^{(n+1/2)}, \pm 2^{(n+2/2)}, \dots, mJy/beam$  con n = -1. Tamaño del "beam" igual a 18 arcsec Imagen tomada de Condon et al (1990).

- <sup>a</sup> Base de datos LEDA
- <sup>b</sup> Base de datos NED (Nasa Extragalactic Database)
- Hernández-Toledo & Puerari (2001)
- <sup>d</sup> Sofue et al (1993) -estimada a partir del flujo del par tomado del Catálogo de Galaxias IRAS (Lonsdale et al 1985)
- <sup>e</sup> Sofue et al (1993)
- <sup>f</sup> Este trabajo
- <sup>g</sup> Base de datos LEDA a partir de observaciones en radio
- <sup>h</sup> Condon et al (1990) Observaciones en radio
- <sup>i</sup> Hutchmeir & Richter (1989)
- $^{\rm j}$  Al interior de 0.5  $D_{25}/2$  calculada partir de la curva de rotación de  $H\alpha$ utilizando el método de Lequeux (1983)-este trabajo considerando una distribución de masa esferoidal

## 7.2 Mapa de velocidades y curvas de rotación

## 7.2.1 Imagen monocromática

La Figura 7.1b presenta la imagen monocromática  $H\alpha$  de Kar 389. Para NGC 5257 se observan las tres regiones HII detectadas por Bushouse & Werner (1990)



FIGURA 7.3: Mapas de isocontornos de intensidad en el óptico  $H\alpha$  y en el infrarrojo cercano para NGC 5257 (*izquierda*) y para NGC 5258 (*derecha*). Tomados de Bushouse & Werner (1990).



192



FIGURA 7.4: Imagen en la banda B resaltando el contraste de la misma donde se puede apreciar parte de la estructura que se discute en el texto. Tomada de Hernández-Toledo & Puerari (2001).

TE	SIS	CON
FALLA	DE	ORIGEN

y Hernández-Toledo & Puerari (2001) a lo largo del brazo oeste (regiones I, II y III), mientras que en el brazo este se aprecia una región HII prominente (región VI). Entre el centro de la galaxia (el cual se encuentra desprovisto por completo de regiones HII) y el brazo este se observa una estructura débil (región V) la cual podría estar delineando parte de la estructura detectada por Hernández-Toledo & Puerari (2001) en su imagen ultra-contrastada en la banda B (Figura 7.4). Por su parte para NGC 5258 se observa una región HII prominente al suroeste de la galaxia (región VI), la cual también es detectada por Bushouse & Werner (1990) (Figura 7.3). Se detectan también regiones HII mucho menos intensas delineando el inicio del brazo este de la galaxia las cuales también alcanzan a observarse en la imagen  $H\alpha$  de Bushouse & Werner (1990).

## 7.2.2 Mapas de velocidades

### NGC 5257

El mapa de velocidades radiales de esta galaxia se presenta en la Figura 7.5; las isovelocidades asociadas se presentan en la Figura 7.6. En este mapa se puede apreciar un claro patrón en forma de "S" yendo de sur a norte. La región dentro de la cual las isovelocidades son prácticamente paralelas (Figura 7.6) tiene una extensión total de 7.9 *arcsec* (3.75 *kpc*) y podría estar relacionado con la presencia de la barra prominente que se detecta en la imagen en la banda J de Bushouse & Werner (1990) (Figura 7.3, imagen superior izquierda). En el extremo noroeste de esta galaxia se observa un ligero exceso en las velocidades radiales. Esta región coincide con el extremo del brazo este de la galaxia observado en  $H\alpha$ .

#### NGC 5258

El mapa de velocidades radiales de esta galaxia muestra asimetrías importantes entre un lado y otro del aparente eje mayor (Figura 7.5). Estas asimetrías son más evidentes hacia los extremos norte y sur de esta galaxia y podrían estar relacionadas con un alabeo del disco de esta galaxia. Es importante notar sin embargo que en la parte central del mapa de velocidades radiales no se observa indicio alguno de la presencia de una barra central. De hecho, es posible delinear un eje menor cinemático (línea de velocidad cero con  $V_{obs} \sim 6780 \ km \ s^{-1}$ ) prácticamente rectilíneo (Figura 7.6). Por el contrario conforme nos alejamos del centro de esta galaxia los isocontornos de velocidad rotan lentamente debido al cambio de inclinación de esta galaxias producto del posible alabeo.

TESIS CON FALLA DE ORICEN indican el sector angular considerado para el cálculo de las curvas de rotación. gruesas senñalan el ángulo de posición P.A. de cada galaxia, las líneas delgadas FIGURA 7.5: Mapa de velocidades radiales de NGC 5257/58 (Kar 389). Las lineas



§7.2.3Curvas de rotación

Capitulo ?? : Kar389

195





Capítulo ?? : Kar389

§7.2.3Curvas de rotación

196

FALLA DE ORIGEN

ESIS CON



FIGURA 7.7: Curva de rotación para NGC 5257. El panel superior muestra V(R) vs. R para ambos lados de la galaxia -lado que se acerca y lado que se aleja. Las letras que se muestran están asociadas con las regiones que se presentan en las Figura 7.12. El panel inferior muestra la superposición de ambos lados.  $V_{max}$  indica la velocidad de rotación seleccionada para calcular la masa de la galaxia dentro de un radio  $D_{25}/4$  el cual también se indica en la figura.



## 7.2.3 Curvas de rotación

### NGC 5257

Para el cálculo de la curva de rotación de esta galaxia se consideró un sector angular  $\Theta = 36^{\circ}$  de cada lado del eje mayor cinemático de la galaxia. El conjunto de valores que resultó en la curva más simétrica y con menor dispersión fue  $P.A. = (99 \pm 3)^\circ$ ,  $i = (58 \pm 5)^{\circ}$  y  $V_{sus} = (6825 \pm 10) \ km \ s^{-1}$  (Tabla 7.1). El centro cinemático que se consideró para calcular la curva de rotación de NGC 5257 no coincide con el centro fotométrico observándose una diferencia de 3.8 arcsec entre uno y otro. La curva de rotación para esta galaxia se presenta en la Figura 7.7. En ésta se observa que los dos primeros puntos de cada lado de la curva presentan velocidades de rotación dispares. A R = 1.7 arcsec,  $V_{rot} = 52 \ km \ s^{-1}$  para el lado azul, mientras que para el lado rojo  $V_{rot} = 95 \ km \ s^{-1}$ ; para el segundo punto (a  $R = 2.9 \ arcsec$ ),  $V_{rot} = 90.0 \ km \ s^{-1}$ para el lado azul, mientras que para el lado rojo  $V_{rot} = 151.0 \ km \ s^{-1}$ . A partir de este radio y hasta un radio de 17 arcsec (8.05 kpc), la curva de rotación permanece simétrica mostrando un aumento regular en la velocidad de rotación hasta alcanzar 288 km s<sup>-1</sup> para  $R = 16.6 \ arcsec$ . Sin embargo a partir de este radio, la curva se bifurca. Para el lado de la galaxia que se acerca (lado oeste, el más alejado de la compañera), la velocidad de rotación comienza a disminuir hasta llegar a un valor  $\sim 200 \ km \ s^{-1}$  entre  $R = 23.1 \ arcsec$  v  $R = 26.8 \ arcsec$ . A  $R = 27.7 \ arcsec$ . la velocidad de rotación aumenta ligeramente a 224 km  $s^{-1}$  mostrando una ligera oscilación. Finalmente a partir de  $R = 31.2 \ arcsec$  y hasta el último punto detectado en emisión ( $R = 34.2 \ arcsec$ ) la velocidad se mantiene alrededor de un valor promedio de 245  $km \ s^{-1}$ .

#### NGC 5258

Para el cálculo de la curva de rotación de esta galaxia se consideró un sector angular  $\Theta = 32^{\circ}$  de cada lado del eje mayor cinemático de la galaxia. El conjunto de valores que resultó en la curva más simétrica y con menor dispersión fue  $P.A. = (210 \pm 5)^{\circ}$ ,  $i = (54 \pm 4)^{\circ}$  y  $V_{sys} = (6765 \pm 5)$  km s<sup>-1</sup> (Tabla 7.1). En este caso, el centro cinemático que se consideró para calcular la curva de rotación de NGC 5258 coincide con el centro fotométrico. La curva de rotación para esta galaxia se presenta en la Figura ??. A partir de la superposición de ambos lados se puede apreciar que la curva de rotación es relativamente simétrica entre 2.6 y 14.5 arcsec salvo por los puntos a  $R \sim 1.5$  arcsec para los cuales se observa una  $\Delta V_{rol} \sim 45$  km s<sup>-1</sup>. En ambos lados la curva presenta un comportamiento oscilatorio ascendente hasta llegar a  $\sim 235$  km s<sup>-1</sup> para R = 14.4 arcsec. A partir de este radio, la curva se bifurca. Para el lado que se aleja (lado sur, el más alejado de la compañera) la velocidad de rotación sigue aumentando hasta llegar a 286 km s<sup>-1</sup> a un radio de 17.5 arcsec.



FIGURA 7.8: Curva de rotación para NGC 5258. El panel superior muestra V(R) vs. R para ambos lados de la galaxia -lado que se acerca y lado que se aleja. Las letras que se muestran están asociadas con las regiones que se presentan en la Figura Figura 7.13. El panel inferior muestra la superposición de ambos lados.  $V_{max}$  indica la velocidad de rotación seleccionada para calcular la masa de la galaxia dentro de un radio  $D_{25}/4$  el cual también se indica en la figura.



curva de rotación vuelve a crecer alcanzando un valor promedio de 222 kms entre 16.4 y 22.5 arcsec. A partir de 23.5 arcsec, la velocidad de rotación empieza a decrecer alcanzando una velocidad de rotación de 160 km s<sup>-1</sup> a R = 25.2 arcsec que corresponde al último punto en emisión detectado en este lado de la galaxia.

## 7.3 Movimientos no-circulares

## 7.3.1 FWHM

#### NGC 5257

La Figura 7.9a muestra el mapa de FWHM para NGC 5257 en el que se puede apreciar una contribución importante a lo largo del brazo espiral este (regiones 3 y 4). Los valores a lo largo de estas regiones se encuentran entre 85 y 130 km s<sup>-1</sup> para la región 3 y son superiores a 60 km s<sup>-1</sup> para la región 4. Así mismo, se aprecian valores importantes de  $V_{disp}$  a lo largo del brazo espiral oeste con valores superiores a 67.5 km s<sup>-1</sup> (región 1). En particular la parte sur de dicho brazo presenta valores mayores que 104 km s<sup>-1</sup> (región 2). Esta región coincide con la región HII más prominente que se observa en la Figura 7.1b.

## NGC 5258

Para esta galaxia se observan FWHM importantes sobre todo en sus partes centrales (Figura 7.9b). En particular se observa una región importante al surceste de la galaxia con valores  $\geq 75 \ km \ s^{-1}$ , llegando incluso a alcanzar valores  $\sim 130 \ km \ s^{-1}$  (región 6). Esta región coincide con la región HII más intensa de esta galaxia (región *viii* en la Figura 7.1). Ligeramente al norte del centro de esta galaxia (región 5) también se observan valores grandes llegando hasta 90  $km \ s^{-1}$ ; al este de la galaxia (región 7) se observan valores mayores que 60  $km \ s^{-1}$  llegándose a detectar valores  $\sim 93 \ km \ s^{-1}$ . Esta región corresponde a otra de las regiones HII de esta galaxia (región x en la Figura 7.1). Finalmente en el borde superior de la galaxia (lado norte, región 8) también se observan FWHM grandes con valores hasta de 85  $km \ s^{-1}$ .

## 7.3.2 Mapas de velocidades residuales

## NGC 5257

Con el fin de obtener el mapa de velocidades residuales de esta galaxia se obtuvo la curva de rotación "promedio" descrita en el Capítulo 6, sección 6.3.2. Esta se presenta en el recuadro superior derecho de la Figura 7.10. El mapa de velocidades residuales se presenta en la Figura 7.10. En este mapa se puede observar una contribución importante de  $V_{res}$  negativas (~ -35 km s<sup>-1</sup>) en la parte central de la galaxia

FIGURA 7.9: Mapas de FWHM para (a) NGC 5257 y para (b) NGC 5258. Los números muestran las regiones convalores grandes de FWHM y se discuten en el texto (sección 7.3.1).



§7.3.2 Velocidades residuales

Capítulo 7 : Kar 389

201

FALLA DE OPP

TESIS CON



FIGURA 7.10: Mapa de velocidades residuales para NGC 5257. El recuadro superior muestra la curva considerada para calcular el campo de velocidades radiales *ideal.* Las regiones 9 a 17 se discuten en la sección 7.3.2. La estrella indica la posición en la cual la posición de las velocidades residuales negativas cambia del lado convexo del brazo al lado cóncavo la cual podría estar relacionada con el radio de corrotación de esta galaxia.





FIGURA 7.11: Mapa de velocidades residuales para NGC 5258. El recuadro superior muestra la curva considerada para calcular el campo de velocidades radiales *ideal* Las regiones 18 a 22 se discuten en la sección 7.3.2.

Capítulo 7 : Kar 389

(región 9), en pàrticular al sur del centro cinemático de la misma (región 10 con  $V_{disp} \leq -80 \ km \ s^{-1}$ ). Esta región corresponde al centro fotométrico de esta galaxia y es tal que  $\theta \sim 270^{\circ}$  por lo que la contribución de la velocidad tangencial  $V_{tan}$  en la ecuación (3.28) puede considerarse despreciable. Esto parece indicar entonces que una fracción considerable de estas velocidades no-circulares es en la dirección radial en el plano de la galaxia. Dado que esta zona corresponde a un sector de la barra central, estas velocidades no-circulares podrían ser un reflejo del gas moviéndose a lo largo de esta estructura -ver Figura 3.17, Capítulo 3.

A lo largo del brazo espiral oeste de la galaxia se observa una contribución importante de velocidades residuales positivas mayores que 30 km s<sup>-1</sup> (regiones 11, 12 y 17). En particular la región 12 presenta  $V_{res} \geq 45$  km s<sup>-1</sup> llegando hasta 57 km s<sup>-1</sup>. Esta región coincide con la región HII más prominente que se observa en la Figura 7.1b. Para el brazo espiral oeste se detectan regiones con velocidades residuales negativas ( $\leq -40$  km s<sup>-1</sup>) (región 14). En particular para las regiones 15 y 16 se observan velocidades residuales menores que -65 km s<sup>-1</sup>. Es importante notar que la región 15 se encuentra en el lado convexo del brazo mientras que la región 16 se encuentra en el lado cóncavo, lo que nos podría estar indicando cómo se mueve el gas respecto a la perturbación responsable del mismo y por lo tanto estar relacionado con el radio de corrotación de esta galaxia. La región 13 indica una región con velocidades residuales ~ 20 km s<sup>-1</sup> que contrasta con los valores importantes para  $V_{res}$  que se detectan en las regiones adyacentes (región 9 y región 15).

## NGC 5258

Al igual que para NGC 5257, el mapa de velocidades residuales de esta galaxia se obtuvo a partir de la curva de rotación "promedio" la cual se presenta en el recuadro superior derecho de la la Figura 7.11. Esta figura muestra a su vez el mapa de velocidades residuales de esta galaxia. En éste se observa una contribución importante de  $V_{disp}$  positivas en el lado este de la galaxia (región 18 con  $V_{disp} \ge 30 \ km \ s^{-1}$ ). Dentro de esta misma región se distinguen dos zonas donde la contribución de  $V_{disp}$ es aún mayor: La región 19 -cercana al centro cinemático- presenta  $V_{disp}$  entre 55 y 80 km  $s^{-1}$ . mientras que la región 20 -lado convexo del brazo espiral- presenta velocidades mayores que 60 km  $s^{-1}$ . Ambas regiones se encuentran a un lado y otro de la región HII que se alcanza a distinguir en la Figura 7.1b (región x). En el sector sur de esta galaxia se detecta otra contribución importante de  $V_{res}$  con valores entre 30 y 60 km  $s^{-1}$ . Esta región coincide con la región HII más prominente de esta galaxia (región *viii* en la Figura 7.1b). Por su parte en el extremo norte de la galaxia se observa una contribución importante de velocidades residuales negativas que van desde -30 hasta -100 km s<sup>-1</sup>. Para esta región  $\theta \sim 180$  por lo que la contribución de la velocidad radial  $V_{rad}$  en la ecuación (3.28) puede considerarse despreciable. De este modo es posible que una fracción considerable de estas velocidades no-circulares sea un reflejo del gas que se acelera a lo largo de este brazo espiral.

# 7.3.3 Comparación entre particularidades cinemáticas y morfológicas

## NGC 5257

Para esta galaxia se comparó la localización de cada región con emisión (proyectada en el plano del cielo) con la velocidad radial observada y la velocidad de rotación asociada en su curva de rotación (Figuras  $7.12 ext{ y } 7.7$ ). A partir de esta comparación se puede ver que los puntos internos de la curva de rotación para los cuales se observan  $V_{rot}$  dispares entre el lado rojo y el lado azul de la galaxia corresponden a parte de la barra central (región A en la Figuras7.12). Para el lado de la curva que se aleja, los puntos para los cuales  $V_{rot}$  muestra un aumento importante (regiones E y F en la Figura 7.7) corresponden al borde sureste de la galaxia y podrían estar relacionados con el inicio del brazo este. Por su parte la región G presenta velocidades de rotación considerablemente menores (~ 180 km s<sup>-1</sup> en la Figura 7.7 y corresponde al brazo oeste de esta galaxia, el cual parece extenderse hasta la compañera NGC 5258. Para el lado de la galaxia que se acerca, la parte de la curva de rotación para la cual ambos lados se bifurca corresponde a la región interbrazo. La región para la cual  $V_{rot}$  alcanza un valor mínimo para este lado de la curva corresponde a parte del brazo espiral este (región B en la Figura 7.12). Esta disminución en la velocidad de rotación podría deberse a la desaceleración del gas debido a las fuerzas de marea. o bien a que esta parte del brazo no se encuentra sobre el plano principal de la



FIGURA 7.12: Isocontornos de intensidad de emisión en  $H\alpha$  de NGC 5257 superpuestos al mapa de velocidades con el fin de comparar las particularidades morfológicas y cinemáticas. Las letras están muestran regiones que se dicuten en la sección 7.3.3 y aparecen también en la curva de rotación de esta galaxia (Figura ??).

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

205


FIGURA 7.13: Isocontornos de intensidad de emisión en  $H\alpha$  de NGC 52578 superpuestos al mapa de velocidades con el fin de comparar las particularidades morfológicas y cinemáticas. Las letras muestran regiones que se dicuten en la sección 7.3.3 y aparecen también en la curva de rotación de esta galaxia (Figura ??).

galaxia. Las regiones que le siguen( C y D) también corresponden a este brazo espiral y también presentan velocidades de rotación considerablemnte menores al máximo alcanzado por esta curva. Para la región D -la última que se detecta para el brazo este de la galaxia- la velocidad de rotación aumenta ligeramente respecto a las regiones anteriores.

#### NGC 5258

Para esta galaxia, la comparación entre las Figuras 7.12 y 7.7 muestran que la mayoría de las oscilaciones que se observan en la curva de rotación pueden asociarse con las regiones HII (regiones  $K_{1,2}, L_{1,2}, M_{1,2}$  y  $N_{1,2}$ ). Sin embargo la disparidad entre el lado azul y el lado nojo para la parte central de esta galaxia no parece estar asociada a ninguna particularidad morfológica (región II). A radios mayores, los puntos donde la curva de rotación presenta diferencia entre el lado rojo y el lado azul (regiones O y P, S y T en la Figura 7.7) están relacionadas con los bordes de regiones HII poco prominentes. En particular para el lado rojo estas regiones están relacionadas con el extremo sur de esta galaxia y podrían estar relacionados con el movimiento del

206

gas al inicio del brazo oeste o bien al alabeo del disco. Por otra parte las regiones T y U para las cuales la curvas de rotación presenta una disminución en  $V_{rot}$  están asociadas con el extremo norte de esta galaxia y podrían estar relacionadas con el movimiento del gas en el brazo este (el cual se encuentra más cercano a la galaxia compañera) o bien pueden ser producto del alabeo del disco.

#### 7.4 Análisis dinámico

#### 7.4.1 Estimación de la masa

#### NGC 5257

La curva de rotación de esta galaxia se presenta simétrica hasta un radio de 17 arcsec (8.05 kpc) alcanzando una velocidad de 292 km s<sup>-1</sup>. Se estima entonces la masa al interior de dicho radio de bifurcación utilizando el método propuesto por Lequeux (1983) -Capítulo 3, sección 3.6.1. Se encuentra así que la masa de esta galaxia -hasta este radio- está entre  $0.93 \times 10^{11} M_{\odot}$  y  $1.54 \times 10^{11} M_{\odot}$ . Este resultado se presenta en la Tabla 7.2.

Con el fin de tener un valor un poco más respresentativo se extrapoló el valor de  $V_{max} = 292 \ kms$  a un radio igual a 0.5  $D_{25}/2$ , (el cual corresponde a 23 arcsec = 10.9 kpc) con el fin de estimar el rango de masas al interior de este radio utilizando también el método de Lequeux (1983). Se encuenta así una masa entre  $1.24 \times 10^{11} M_{\odot}$  y  $2.08 \times 10^{11} M_{\odot}$ . Este resultado se presenta en la Tablas 7.1 y 7.2

#### NGC 5258

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

Para esta galaxia se puede considerar que la curva de rotación es simétrica hasta un radio  $R_{bif} = 17 \ arcsec$  (8.05 kpc), radio al cual alcanza una velocidad de rotación igual a 252  $km \ s^{-1}$ . A partir de estos valores y utilizando el método de Lequeux (1983) se estimó la masa al interior de este radio encontrándose una masa entre 0.69 × 10<sup>11</sup>  $M_{\odot}$  y 1.15 × 10<sup>11</sup>  $M_{\odot}$  (Tabla 7.2). Extrapolando el valor de  $V_{max} =$ 252 kms a un radio igual a 0.5  $D_{25}/2$ , (el cual corresponde a 22  $arcsec = 10.4 \ kpc$ ) se obtiene un rango de masas al interior de este radio entre 0.89 × 10<sup>11</sup>  $M_{\odot}$  y 1.48 × 10<sup>11</sup>  $M_{\odot}$ . Este resultado se presenta en la Tablas 7.1 y 7.2

Utilizando la expresión (3.35) para el cálculo de la masa orbital del par se encuentra un valor de  $0.64 \times 10^{11} M_{\odot}$  considerando una diferencia de velocidades sistémicas  $\Delta V$  igual a 48 km s<sup>-1</sup> y una separación proyectada de núcleo a núcleo X<sub>12</sub> igual a 36.6 kpc. Este valor es menor que la suma de la masa dinámica de ambas galaxias lo que nos hace ver que es posible que una fracción importante del movimiento orbital de una galaxia respecto a la otra se encuentra en el plano del cielo.

	TABLA 1.2. Estimation de masas para 1000 0201 y 1100 0200				and the second		
	$R^{\rm a}_{bif}$	$V(R_{bif})$	$M(R_{bif}) \times 10^{11} M_{\odot}$		$D_{25}/4$	$V(D_{25}/4)$	$M(D_{25}/4) \times 10^{11} M_{\odot}$
	en <i>kpc</i>	en <i>km s</i> <sup>-1</sup>			en <i>kpc</i>	en <i>km s</i> <sup>-1</sup>	
NGC 5257	8.05	292	0.93 - 1.54		10.9	292	1.24 - 2.08
NGC 5258	8.05	252	0.69 - 1.15		10.4	252	0.89 - 1.48

TABLA 7.2: Estimación de masas para NGC 5257 v NGC 5258

<sup>a</sup> Radio al cual se pierde la simetría entre un lado y otro de la curva de rotación.



FIGURA 7.14: Posible configuración tridimensional para el encuentro entre NGC 5257 y NGC 5258 donde se indica el espín y la orientación de cada galaxia.

## 7.5 Análisis del encuentro

Por lo que se refiere a la naturaleza de la estructura entre ambas galaxias, el análisis cinemático del brazo oeste de NGC 5257 parece indicar que efectivamente este brazo está siendo deformado por fuerzas de marea ya que se detectan velocidades residuales importantes sin ninguna orientación preferente (ya sea el lado cóncavo o convexo del brazo). Es posible entonces que estemos viendo un puente de marea incipiente producto de la presencia de NGC 5258. Por otro lado el hecho de que el HI no se encuentre fuertemente perturbado podría hablarnos de la orientación del encuentro indicando que éste es un encuentro retrogrado para el cual los puentes y colas no han tenido tiempo de formarse aún (contrariamente a un encuentro directo para el cual estas estructura parecen formarse relativamente pronto).

Por otro lado ambas galaxias son luminosas en el lejano infrarrojo y presentan una masa importante de HI y gas molecular -ver Tabla 7.1-, sin embargo como lo indican Bushouse & Werner (1990) parecen estar desprovistas de polvo pues presentan la misma intensidad tanto en las bandas R y J como en  $H\alpha$  Esto llevaría a pensar entones que en el pasado (hace  $\geq 10^7$  años) ambas galaxia sufrieron un episodio importante de formación estelar lo que podría significar que para esta par la interacción ha inducido periódos previos de formación estelar y que actualmente las galaxias se encuentran en una estado latente. Dada la cantidad de gas molecular que contienen ambas galaxias y la masa de cada una de ellas es posible que en un futuro, esta formación estelar se reactive. De manera que el encuentro que se está observando parece ser un encuentro retrógrado con el plano de la órbita muy alejado del plano de cualquiera de las galaxias y tal que las perturbaciones en un pasado fueron tales

que produjeron un episodio de formación estelar masiva así como el alabeo del disco de NGC 5258.

Dada la localización de las velocidades radiales para cada galaxia así como el hecho de que ambas presentan brazos espirales delineados, podemos asumir que estas galaxias son *"trailing"* y de ahí determinar su orientación en el plano del cielo. Esta se presenta en la Figura 7.14 junto con la posible orientación del encuentro a partir de la discusión anterior.

## Capítulo 8

## Análisis de los resultados principales

A continuación se presentan los resultados más relevantes de este trabajo sobre pares de galaxias en interacción dentro de un contexto más general. Se analizan las semejanzas y diferencias entre los cuatro pares estudiados tanto en su morfología como en su cinemática y dinámica así como la importancia de la técnica y metodología utilizados en este trabajo.

TESIS CON

FALLA DE ORIGEN

## 8.1 Curvas de rotación

#### Aspecto global

La mayoría de las curvas de rotación determinadas en este trabajo presentan una bifurcación a cierto radio  $R_{bif}$  a partir del cual  $V_{rot}$  disminuye drásticamente para uno de los lados (Figuras 8.1, 8.2 y 8.4).

De hecho, la única galaxia que presenta un comportamiento simétrico en su curva de rotación es NGC 3893 en Kar 302 (Figura 8.3). Para esta galaxia, la curva multifrecuencias presenta un comportamiento simétrico para ambos lados de la galaxia hasta los últimos puntos detectados. Esta galaxia presenta simultáneamente un patrón espiral de gran diseño de aspecto bastante regular y simétrico y un brazo elongado que parece ser producto de las fuerzas de marea debidas a la interacción. Su compañera NGC 3896 presenta distorsiones en sus partes externas lo que indica los efectos de la interacción. Además como se mencionó anteriormente, numéricamente se ha encontrado que una interacción fuerte puede resultar en la formación de estructura bastante regular (Salo & Laurikainen 2000a). Sin embargo para las galaxias en los pares Arp 271, Kar 468 y Kar 389, las curvas de rotación presentan una disminución en la velocidad de rotación del lado más cercano a la compañera excepto para la curva de rotación de NGC 5257 para la cual esta disminución se presenta en



FIGURA 8.1: Arriba: Curva de rotación para NGC 5426 en Arp 271 mostrando el radio de bifurcación  $R_{bif}$ , el radio al cual se encuentra la última región HII  $R_{HII}$ , el radio límite al cual se detecta la estructura espiral  $R_{esp}$  y el radio del disco fácilmente visible $R_{esp}$ . La flecha negra indica el radio posiblemente asociado con el radio de corrotación y determinado en el Capítulo 4. Abajo: Curva de rotación para NGC 5427 en Arp 271 mostrando los mismos radios que en la curva superior.



212



EIGURA 8.2: Arriba: Curva de rotación para NGC 5953 en Kar468 mostrando el radio de bifurcación  $R_{tef}$ , el radio al cual se encuentra la última región H11  $R_{Bff}$ , el radio límite al cual se detecta la estructura espiral  $R_{esp}$  y el radio del disco fácilmente visible  $R_{cor}$ . Abaye: Curva de rotación para NGC 5954 en Kar 468 mostrando los mismos radios que en la curva superior.

213



FIGURA 8.3: Curva de rotación para NGC 3893 en Kar 302 mostrando el radio al cual se encuentra la última región HII  $R_{HII}$ , el radio límite al cual se detecta la estructura espiral  $R_{esp}$  y el radio del disco fácilmente visible $R_{vis}$ .

el que parece ser el lado opuesto a la compañera. Esta disminución en la velocidad de rotación puede estar asociada con la desaceleración del gas debido a la cercanía de la compañera o bien al hecho de que para estos radios, el gas no se encuentra sobre el plano principal de la galaxia. Para el caso de NGC 5257, la disminución de  $V_{rot}$  en el lado en apariencia más alejado de la compañera NGC 5258 podría ser un indicio de la orientación del encuentro en tres dimensiones de tal manera que el lado que se ve más cerca de la compañera proyectado en el plano del cielo, se encuentre en realidad más alejado. Dado el número de pares observados, el asociar el lado más cercano a la compañera con el lado de la curva de rotación que se bifurca mostrando una disminución en  $V_{rot}$  no es un resultado concluyente. Sin embargo es un indicio del tipo de peculiaridades que se deben buscar en un estudio con una muestra más extensa de pares de galaxias con el fin de determinar rasgos cinemáticos globales que caractericen el fenómeno de interacción.

#### Radio de corrotación

DE ORGER

Con la idea de explorar algunos de estos posibles rasgos se buscó situar el radio de corrotación en cada una de las curvas de rotación determinadas siguiendo el método semi-empírico de Roberts, Jr., Roberts & Shu (1975) y que se presenta en el Capítulo 1, sección 1.2.5. De esta manera para cada galaxia se buscó determinar sobre la curva de rotación, el radio al cual se encuentra la última región HII detectada  $R_{HII}$ , el radio donde termina la estructura espiral prominente  $R_{esp}$  y el radio del disco fácilmente visible  $R_{vis}$ . Para este último se consideró el radio  $D_{25}/2$  mientras que para  $R_{esp}$ 



EIGURA 8.4: Arriba: Curva de rotación para NGC 5257 en Kar 389 mostrando el radio de bifurcación  $R_{bif}$ , el radio al cual se encuentra la última región HII  $R_{HII}$ , el radio límite al cual se detecta la estructura espiral  $R_{esp}$  y el radio del disco fácilmente visible $R_{ers}$ . La flecha negra indica el radio posiblemente asociado con el radio de corrotación y determinado en el Capítulo 7. a partir de la localización de las velocidades residuales. Abajo: Curva de rotación para NGC 5258 en Kar 339 mostrando los mismos radios que en la curva superior.



se consideró la imagen directa en el óptico, generalmente en la banda B. Los radios determinados para cada galaxia se presentan en las Figuras 8.1, 8.2, 8.3) y 8.4.

Globalmente estos radios no coinciden para ninguna de estas galaxias estudiadas, encontrándose además que el disco visible llega mucho más lejos que los otros dos trazadores.

Para las galaxias en Arp 271,  $R_{vis}$  también es mayor que los demás radios por un valor  $\geq 10 \ arcsec$  (1.3 kpc) (Figura 8.1). Para NGC 5426, la posición del radio de corrotación (determinada a partir de la ubicación de las velocidades residuales respecto al lado cóncavo o convexo del brazo de la galaxia) es cercano al valor del radio al cual se detecta la última región HII ( $R_{HI}$ ). Este radio también es cercano a  $R_{bif}$ . Sin embargo,  $R_{esp}$  es mayor (~ 20  $arcsec = 2.6 \ kpc$ ). Para NGC 5427,  $R_{HII}$  y  $R_{esp}$  coinciden, lo cual indica que tanto la formación estelar como el patrón espiral de gran diseño se encuentran confinados dentro de esta distancia galactocéntrica lo que podría dar una idea de la localización del radio de corrotación para esta galaxia. En este caso  $R_{biff}$  es menor a los demás radios por ~ 20 kpc.

Para NGC 5953 en Kar 468 se observa que los radios  $R_{IIII}$  y  $R_{esp}$  coinciden, encontrándose en las partes internas de esta galaxia a ~9 arcsec (1.1 kpc) del centro (Figura 8.2). Para esta galaxia, el radio de bifuración es ligeramente mayor que estos dos radios ( $R_{bif} \sim 10.5 \ arcsec = 1.3 \ kpc$ ). Para NGC 5954 la curva no se bifurca, ya que el último punto con emisión que se detecta del lado que se acerca (a 27 arcsec = 3.3 kpc) cae sobre la parte plana de la curva. Sin embargo es posible observar una disminución abrupta de  $V_{rol}$  a  $R \sim 38 \ arcsec$  (4.7 kpc) para el lado que se alej. Este radio es mayor que  $R_{esp}$ , el cual a su vez es mayor que  $R_{IIII}$  por ~ 10 arcsec (1.2 kpc).

Para NGC 3893 en Kar 302,  $R_{vis}$  también es mayor que los radios de los otros dos trazadores por ~ 40 arcsec (3.6 kpc). Por su parte  $R_{esp}$  es mayor que  $R_{HII}$  por  $\leq 5$  arcsec (0.5 kpc) (Figura 8.3).

Para las dos galaxias de Kar 389 (NGC 5257 y NGC 5258) tanto  $R_{vis}$  como  $R_{esp}$ llegan mucho más lejos que la última región HII detectada (Figura 8.4), además de que en ambos casos  $R_{bif} < R_{HII}$ . Para NGC 5258,  $R_{bif}$  es menor que  $R_{HII}$ .

Se puede ver así que para estas galaxias, la determinación de  $R_{CORR}$  a partir de los trazadores que presentan Roberts Jr, Roberts & Shu (1975) no es tan inmediata pues estos trazadores difieren de manera importante. En particular, el radio del disco visible suele ser mucho mayor que los otros dos radios lo que puede sugerir que el fenómeno de interacción reacomoda el gas que forma estrellas y la estructura espiral respecto al disco visible con una tendencia a confinarlo a partes más internas que  $R_{vis}$ . A partir de la localización del radio de bifurcación  $R_{bif}$  de las galaxias estudiadas parece ser que éste también está relacionado con las resonancias del disco y podría considerarse también como un posible trazador al igual que los propuestos por Roberts Jr, Roberts & Shu (1975).



#### Modelos de masa

Finalmente, los resultados encontrados a partir del ajuste de un modelo de masa a las curvas observadas para el caso de NGC 5426 y NGC 5427 en Arp 271 y NGC 3893 en Kar 302 deja ver la necesidad de explorar con mayor detalle otras posibilidades más allá de los modelos clásicos para la distribución de masa en galaxias de disco y la estructura del halo de materia oscura. Independientemente de la naturaleza interactuante de las galaxias estudiadas es necesario considerar otros modelos de halos de materia oscura para los cuales la materia oscura interactú a con la materia bariónica sobre todo en las partes internas de las galaxias donde esta última juega un papel importante en la distribución total de masa (Firmani & Avila-Reese 2000; Firmani et al 2001). Otras hipótesis como halos truncados o halos compartidos también deben ser estudiadas con el fin de tener un conocimiento más preciso de la distribución de masa en galaxias de disco en interacción y el efecto que eventualmente ésta tendrá en la evolución y transformación el sistema.

### 8.2 Cinemática 2D vs Morfología



#### Movimientos no circulares

Las observaciones con el interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA permiten el análisis de la cinemática del gas respecto a la presencia de estructura tal como brazos espirales y barras. En este trabajo se comparó la curva de rotación de cada galaxia en cada par con imágenes directas en distintas bandas y longitudes de onda con el fin de determinar la influencia de estructura interna de cada galaxia y de la compañera en el movimiento del gas. Este tipo de análisis también permitió la estimación de un posible sentido de rotación para la perturbación responsable del brazo espiral de NGC 5954 en Kar 468, así como establecer la pertenencia del puente de material a NGC 5426 en Arp 271 y dilucidar que NGC 5427 presenta una posible barra central. A su vez este tipo de observaciones permite simular los resultados que se obtienen con un espectrógrafo de rendija larga y compararlos con trabajos anteriores, encontrándose que para este tipo de sistemas en interacción es necesario obtener información cinemática extendida que permita apreciar los movimientos que se dan en todas direcciones y conocer así los efectos que tiene la presencia de una compañera en procesos como la formación y/o supresión de estructura, la formación estelar y la actividad nuclear inducidas y hasta la transformación el tipo morfológico de una galaxia.

#### **Perfiles integrados**

Con el fin de explorar la posibilidad de determinar una "firma" global del proceso de interacción de galaxias a partir de observaciones en el óptico utilizando un interfe-



sistémica de la galaxia determinada en este trabajo Perfil integrado en  $H\alpha$  para NGC 5427 en Arp 271. cha indica la velocidad sistémica de la galaxia determinada en este trabajo. Derecha: La flecha indica la velocidad

218

§8.2 Cinemática 2D vs Morfología

Capítulo 8 : Análisis de los resultados principales





Capítulo 8 : Análisis de los resultados principales

§8.2 Cinemática 2D vs Morfología

219

rómetro Fabry-Perot de barrido se obtuvieron los perfiles integrados de la línea de emisión en el óptico para cada galaxia de cada par: intensidad relativa (en unidades arbitrarias) vs. velocidad radial (en km/s). Estos se presentan en las Figuras 8.5, 8.6, 8.7 y 8.8.

En éstos se puede observar la naturaleza compuesta del perfil y su asimetría respecto a la velocidad sistémica de cada galaxia determinada a partir de la curva de rotación (indicada por una flecha), salvo en el caso de NGC 3896 en Kar 302. Para esta galaxia, el perfil se presenta simétrico y no parece haber indicios de rotación global. Cabe señalar que la velocidad sistémica determinada en este trabajo es menor que la velocidad a la cual el perfil alcanza su máximo. Para la mayoría de las galaxias el perfil se muestra menos intenso para el lado de la galaxia que se encuentra más cercano a la compañera. NGC 5257 en Kar 389 es la única galaxia que no presenta este comportamiento, sin embargo como se mencionó en la sección sobre el comportamiento global de las curvas de rotación, quizás éste sea un indicio de la orientación real de la galaxia en un escenario tridimensional. Considerando el tamaño de esta muestra, los resultados acerca de los perfiles integrados de galaxias interactuantes no pueden ser concluyentes, sin embargo dejan ver el camino que puede tomar el análisis de una muestra mayor de pares en interacción.

# TENER OF CONTRACT

### 8.3 Cociente masa dinámica-luminosidad

A partir de las masa dinámica determinada para cada galaxia en el caso de una distribución esferoidal de masa se calculó el cociente masa-luminosidad en la banda B para cada una de las galaxias estudiadas. La masa considerada es la masa dinámica estimada a partir de la curva de rotación al interior de  $D_{25}/2$  (para la mayoría d elos casos -ver Tabla 8.1) y la luminosidad de derivó a partir del valor de  $M_B$  dado en la base de datos LEDA. De esta manera se encuentran los siguientes valores para M/L en la banda B (Tabla 8.1)

Se puede ver que para NGC 5426 y NGC 3893 se tiene valores de M/L mayores que 10 mientras que para las demás galaxias M/L se encuentra por debajo de 5. Para NGC 5427, cabe señalar que como se mencionó en el Capítulo 4, la incertidumbre en la determinación de la inclinación de esta galaxia puede introducir variaciones importantes en la amplitud de la curva de ortación determinada y por ende, en la masa dinámica. Para NGC 5954 se encuentra un M/L alrededor de ~ 1.5, el cual puede ser un reflejo de los procesos de formación estilear que están ocurriendo en el disco de esta galaxia. Finalmente es importante señalar que para NGC 5953, NGC 5257 y NGC 5258 se consideró la masa dinámica al interior de  $D_{25}/4$ , por lo que es posible que el valor de M/L a radios mayores aumente.



sistémica de la galaxia determinada en este trabajo Perfil integrado en  $H\alpha$  para NGC 3896 en Kar 302. cha indica la velocidad sistémica de la galaxia determinada en este trabajo. Derecha: La flecha indica la velocidad

221

§?? Tully-Fisher

Capítulo 8 : Análisis de los resultados principales







222

FALLA DE ORIC

TESIS

sistémica de la galaxia determinada en este trabajo.

FALLA DE ORIGEN TESIS CON

223

la relación Tully-Fisher derivada por Tully & Pierce (2001) Las galaxias de un mismo par se presentan en el mismo color. La línea representa FIGURA 8.9: Relación Tully-Fisher para las galaxias estudiadas en este trabajo.



§77 Tully-Fisher

TABLA 8.1: Cociente masa-luminosidad en la banda B para las galaxias presentadas en este trabajo determinado a partir de la masa sinámica de cada una y su magnitud absoluta en la banda B)

Galaxia	$(M/L)_B$
NGC 5426	10.53
NGC 5427	4.06
$NGC 5953^{a}$	5.30
NGC 5954	1.56
NGC 3893	12.40
NGC 5257 <sup>a</sup>	5.47
NGC 5258 <sup>a</sup>	5.95

<sup>a</sup> Masa dinámica calculada al interior de  $D_{25}/4$ .

## 8.4 Relación Tully-Fisher

Finalmente a partir de la magnitud absoluta en la banda B de cada galaxia ( $M_B$ , tomada de la literatura) y de la velocidad máxima de rotación determinada a partir de la curva de rotación ( $V_{max}$ ), se situó cada galaxia de cada par en un diagrama  $M_B$  vs  $\log W_{max}$ , donde  $W_{max}$  se consideró como  $2 \times V_{max}$  (Tully & Fouqué 1985) con el fin de comparar con la relación Tully-Fisher determinada por ??) y corregida por absorción  $M_B = -20.11 - 7.27 (\log W_R - 2.5)$ . El resultado de esta comparación se presenta en la Figura 8.9. Para una correcta comparación fue necesario corregir  $M_B$  de cada galaxia por la extinción debida a la inclinación de la misma  $A_B = \gamma_B \log(a/b)$  con  $\gamma_B = -0.35 (15.6 + M_B + 5 \log h_{80} \text{ (Tully et al 1998). A grandes ranges y salvo NGC}$ 5953 en Kar 468, las galaxias muestran poca dispersión respecto a la recta trazada por expresión de Tully & Pierce (2001). La mayoría cae a la izquierda de dicha recta, es decir presentan mayor luminosidad a menor velocidad de rotación. El hecho de que para una misma luminosidad, las galaxias en pares roten más lentamente que las galaxias aisladas podría ser un indicio de una diferencia de distribución en la masa total de las galaxias en interacción respecto a las galaxias aisladas, es decir de una redistribución del halo de materia oscura debido precisamente a la presencia de una compañera.. Como se ha mencionado anteriormente la relevancia de este resultado dependerá de un estudio cinemático de una muestra mayor de pares de galaxias en interacción.

TES	SIS	COM
FALLA	DE	ORICEN

## Capítulo 9

## Conclusiones



En este trabajo de tesis se estudiaron cuatro pares de galaxias en interacción: Arp 271 (NGC 5426/27), Kar 468 (NGC 5953/54), Kar 302 (NGC 3893/96) y Kar 389 (NGC 5257/58). Cada uno de estos fue observado con el interferómetro Fabry-Perot de barrido PUMA con el fin de determinar la cinemática y dinámica de cada una de las galaxias participantes, así como del par como un todo. A partir de estas observaciones se obtuvieron los mapas de velocidades radiales y las curvas de rotación, los mapas de dispersión de velocidades así como los mapas de velocidades morfológicas de cada galaxia y dentro del contexto de la interacción. A partir de la curva de rotación obtenida para cada galaxia se obtuvo una estimación del intervalo de masas dinámicas de las mismas y para tres de estas galaxias se buscó ajustar un modelo de masa con el fin de determinar la naturaleza del halo de materia oscura de estas galaxias. Para los cuatro pares estudiados se hizo un análisis de la posible interacción. A continuación se presenta un breve resumen de los resultados más relevantes encontrados para cada par de galaxias.

## 9.1 Arp 271 y Kar 389: Galaxias gemelas

Como se vio en los capítulos 4 y 7, los pares de galaxias Arp 271 y Kar 389 caen dentro de la categoría de "galaxias gemelas" propuesto por Yamagata, Noguchi & Iye (1989) pues comparten tanto tipo morfológico como tamaño y rango de masas. En ambos pares se observa también un puente aparente de material. Sin embargo en Arp 271 este puente se detecta en emisión ( $H\alpha$ ) mientras que para Kar 389 no se observa traza alguna. Es importante señalar que esto puede ser un simple efecto observacional (i.e. de detección de la señal) pues Kar 389 se encuentra tres veces más alejado que Arp 271. Sin embargo contrariamente a Arp 271 donde se observan regiones HII sobre todo el disco de cada galaxia participante, para Kar 389 el gas ionizado se encuentra confinado en un número reducido de regiones HII. De modo que es posible que esta ausencia de gas en el punte entre las galaxias de Kar 389 sea real.

Si bien para cada uno de estos pares, las galaxias comparten grosso modo el mismo tipo morfológico, una de ellas presenta una barra central de tamaño considerable (NGC 5427 en Arp 217 y NGC 5257 en Kar 389) mientras que la compañera no presenta estructura central alguna (NGC 5258 en Kar 389) o bien presenta lo que podría interpretarse como una estructura incipiente (NGC 5426 en Arp 271). Cabe señalar sin embargo que si bien NGC 5258 no parece estar perturbada en sus partes internas, el disco de la galaxia presenta un alabeo importante el cual podría estar relacionado con la presencia de la compañera.

Para ambos pares, las velocidades no circulares observadas en el grueso de cada galaxia parecen estar relacionadas sobre todo con la presencia de los brazos espirales. En el caso de NGC 5257 en Kar 389, dada la relativa ausencia de gas, no se observa ningún movimiento relacionado con la estructura de barra mientras que para NGC 5427 en Arp 271 puede apreciarse el flujo de gas a lo largo de este tipo de estrutura. Sin embargo en las parte externas se observan movimientos no circulares que parecen estar asociados con fuerzas de marea como el puente de material entre NGC 5426 y NGC 5427 en Arp 271, el cual parece pertenecer a la primera, así como el segmento rectilíneo del brazo espiral de NGC 5427 o bien la contribución importante de dispersión de velocidades que se observa en los extremos de NGC 5257 en Kar 389.

#### 9.2 Kar 468: Una sorpresa morfológica

En trabajos previos Kar 468 fue catalogado como un par S+E asignándose a NGC 5953 un tipo morfológico S0. Sin embargo el estudio de la cinemática de esta galaxia presentado en el capítulo 5 permitió observar un disco interno con rotación bien definida. Este resultado se confirmó con la imagen obtenida del IIST lo que demuestra la utilidad de el estudio de la cinemática del gas para obtener información sobre la naturaleza de una galaxia. Del mismo modo a partir del análisis complementario entre la morfología de este par y su cinemática se pudo estimar un posible sentido de rotación para el brazo de NGC 5954 en Kar 468. La determinación del gradiente de velocidades radiales a lo largo de la estructura entre NGC 5953 y NGC 5954 en Kar 468 parece ser un indicio de que el gas efectivamente está siendo transferido de una galaxia a otra a través de esta estructura. Del mismo modo el análisis de velocidades residuales y de dispersión de velocidades en NGC 5953 permitió asociar movimientos no circulares a las protuberancias al norte y al sur de esta galaxia, las cuales podrían ser el resultado de fuerzas de marca producto de la interacción.

## 9.3 Kar 302: Estructura espiral de gran diseño vs estructura de marea

Este par de galaxias en interacción estudiado en el Capítulo 6 presenta una morfología similar a la de M51 y su compañera NGC 5195 (ver Figura 2.4, Capítulo 2). En éstos se observa una galaxia espiral "principal" (NGC 3893) y una compañera tipo SO-Sa de menor tamaño (NGC 3896). Sin embargo contrariamente a M51, esta par no parece presentan un puente de material entre ambas galaxias, lo cual nos puede dar un indicio de la orientación del encuentro y de su edad.

Un resultado interesante del análisis de este par es el efecto que la interacción parece haber tenido sobre cada uno de los integrantes. NGC 3893 presenta un patrón espiral de gran diseño, simétrico y regular, el cual podría ser producto de la interacción con NGC 3896. Por otro lado, para esta galaxia se alcanza a detectar un brazo elongado, el cual parece ser producto de las fuerzas de marea producidas por la compañera. Por su parte, NGC 3896 presenta estructura difusa y extendida en su parte externa, la cual parece ser producto de fuerzas de marea y que podría estar distorsionando los bordes de esta galaxia.

Otro resultado interesante del estudio de NGC 3893 es el efecto que tienen los brazos espirales sobre el movimiento del gas del disco pues al igual que para NGC 5427 en Arp 271, los mapas de velocidades residuales así como el mapa de dispersión de velocidades permitió determinar el movimiento del gas respecto a esta estructura. Se encuentra así que conforme el gas atraviesa la perturbación responsable del brazo espiral éste sufre una aceleración (o desaceleración según el sentido del encuentro) en el plano del disco, así como perturbaciones que hacen que se desplace perpendicularmente al mismo.

## 9.4 Perspectivas

Como ha podido verse en este trabajo, la interferometría Fabry-Perot de barrido es una técnica observacional poderosa para estudiar la cinemática en dos dimensiones de cuerpos extendidos como lo son las galaxias en interacción.

A partir de la determinación de los mapas de velocidades radiales, los mapas de velocidades residuales y los mapas asociados a la dispersión de velocidades (a través de la estimación del FWHM) es posible abordar a la vez, cuestiones relacionadas con la naturaleza intrínseca de cada galaxia participante y procesos que se originan o estimulan a partir de la presencia de una compañera.

Por otro lado, la información cinemática en dos dimensiones obtenida en trabajos como éste constituye una restricción severa para cualquier simulación numérica de este tipo de encuentros y es un ejemplo claro de como las peculiaridades tanto morfológicas como cinemáticas nos dan información sobre los distintos tipo de efectos que puede tener el encuentro entre galaxias y las escalas de tiempo asociadas con el mismo.

En este sentido y considerando la gran cantidad de fenómenos asociados con la interacción de galaxias tanto en el Universo Local como en un contexto cosmológico, es necesario continuar el estudio de este tipo de sistemas aprovechando al máximo la información tanto espacial como espectral que se obtiene al utilizar la técnica de Fabry-Perot de barrido con el afán de dilucidar con mayor claridad el papel que juegan este tipo de encuentros en la evolución del Universo y la información que pueden ofrecer alrededor de temas como la naturaleza y distribución de la materia oscura o la formación de estructura en el Universo.

## Apéndice A

## Dinámica de la estructura en galaxias de disco: patrón espiral y barras

## A.1 "Swing amplification"

La teoría de la "swing amplification" o "amplificación de columpio fue desarrollada por Toomre (1981). En ésta las ondas de densidad de corte (*shearing*) son las fuerzas principales que llevan a la formación de estructuras espirales en los discos galácticos. Por definición, un "modo" es una onda estacionaria Sin embargo Toomre demostró que la inestabilidad y formación de los brazos espirales puede explicarse mejor en términos de un paquete de ondas que se propagan. Ya desde 1965, Goldreich & Lynden-Bell habían presentado un mecanismo físico para la formación de brazos espirales a partir de esta idea (Goldreich y Lynden-Bell 1965). Estos autores demostraton matemáticamente que perturbaciones pequeñas en una capa estratificada de gas auto-gravitante que rota diferencialmente pueden considerarse como la superposición de ondas de densidad que van siendo rebanadas ("sheared") por la rotación diferencial. Del estudio de aumento de los modos de este paquete de ondas de densidad concluyen que aún cuando las perturbaciones consideradas sean puramente radiales y éstables, existen ondas "rebanadas" o de corte (sheared) cuyas amplitudes aumentan por factores del orden de 100. Este crecimiento ocurra para ondas con un número de onda bien definido y comienza conforme las líneas de densidad constante son "rebanadas" más llá de la dirección radial.

A partir de este resultado proponen el siguiente esquema para la formación de brazos espirales el cual se presenta aquí de manera cualitativa (para mayor detalle ver Goldreich & Lynden-Bell 1965 y Toomre 1981). El soporte por presión del gas interestelar es turbulento de origen, de manera que en ausencia de fuentes de energía este soporte se extinguirá. La capa de gas considerada se volverá más delgada y la

densidad total aumentará. Eventualmente el aumento en el termino  $\pi G \rho / 4B(B-A)$ donde A y B son las constantes de Oort (i.e. la rotación diferencial de la galaxia y por lo tanto con el potencial de la misma) y  $\rho$  es la densidad promedio del gas del disco provocará el crecimiento de perturbaciones "de corte" (sheared). Actualmente el término que suele utilizarse es el parámetro de Toomre  $Q = c\kappa/\pi G\mu$  donde c es la dispersión e velocidades del gas,  $\kappa$  es la frecuencia epicíclica y  $\mu$  es la densidad superficial (Toomre 1981). Generalmente el valor de Q es ligeramente mayor a la unidad. Los modos de crecimiento óptimo para el potencial tendrán amplde rotación). Conforme son barridos por la rotación diferencial, su amplitud aumentará. Eventualmente las perturbacioens alcanzarán una magnitud a la cual el análisis lineal deja de ser una buena aproximación, sin embargo el gas será capaa de radiar la energía gravitacional liberada durante el colapso permitiendo que la condensación siga creciendo. En este punto un brazo espiral se ha formado. Se asume entonces en este punto que las estrellas comienzan a formarse en las condensacion. Estas nuesvas estrellas perturbarán el gas interestelar. Esta turbulencia extra aumentará de nuevo el grosor de la capa de gas y reducirá su densidad más allá del nivel de inestabilidad. Cuando las nuevas estrellas hayan muerto, la turbulencia del gas interestelar comenzará a decrecer, la densidad aumentará, la inestabilidad ocurrirá de nuevo dando inicio al mismo proceso.

Durante los eventos de amplificación de vuelo los patrones espirales crecen y decrecen mientra se mecen alrededor de orientaciones que llevan o que arrastran ("leading" o "trailing"). La teoría de ondas de densidad de los brazos espirales puede verse como una teoríade amplificación de "vuelo" (swing amplification) en la cual la estructura espiral va y viene.

En la teoría de la "swing amplification", la perturbación responsable de la formación de brazos espirales a veces es "leading" y a veces es "trailing" y depende de la velocidad del patrón y del parámetro Q de Toomre el cual nos habla de la dispersión de velocidades en el disco (Toomre 1981)

## Apéndice B

## Interferometría

# B.1 Función de Airy: superficie parabólica a $\lambda$ constante

En la práctica no es cómodo trabajar con d o con lambda de manera que se define una variable z relacionada con la posición del marco del CCD en la estructura ordenada de datos (i.e. el cubo de datos). z se realciona con la distancia entre las placas d a través de la relación

$$d(z) = d(z_0) + cz, (A2.1)$$

donde c es una constante arbitraria y  $z_0$  denota un valor de z sobre el eje óptico para el cual se cumple la siguiente relación

$$m\lambda = 2nd(z_0), \tag{A2.2}$$

Para una longitud de onda constante se puede demostrar que la función de Airy describe una superficie parabólica (Bland & Tully 1989) la cual depende del ángulo de incidencia  $\theta_i$  (Figura B.1).

Esta parábola está dada por

$$z = z_0 + K_z \ r^2, \tag{A2.3}$$

donde r es el radio entre el eje óptico del instrumento y un pixel dado y  $K_z$  es la "relación radio-encuadre" (Atherton et al 1982; Bland et al 1987) definida por

$$K_z = (m/2) \ \Delta z_0 \ (p_\mu^2/f_c^2 am), \tag{A2.4}$$



FIGURA B.1: Superficie parabólica descrita por la función de Airy para una longitud de onda constante.

con  $p_{\mu}^2$  corresponde al tamaño del pixel y  $f_{com}^2$  a la distancia entre la lente L y el plano del detector (i.e. longitud focal de la cámara).

De este modo vemos que en una "rebanada" del cubo, los anillos que se ven no corresponden a la misma longitud de onda. Es decir para una misma separación d, la longitud de onda que pasa a través del etalón depende del ángulo de incidencia  $\theta_i$ .

## Apéndice C

## Reducción de datos FP

## C.1 Determinación de la velocidad radial: Cálculo del baricentro

El perfil que se observa en cada pixel es la convolución de la función de aparato y la línea de emisión observada. Como se vió en el Capítulo 3, la función de aparato de un Fabry-Perot está dada por una función de Airy. P or otro lado, la línea de emisión observada se acerca a una gaussiana considerando que predominan los movimientos de agitación térmica. De manera que la convolución de estos dos perfiles deforma el perfil "original" de la línea de emisión. Sin embargo, esto no afecta la posición central de la línea dado que la función de Airy es simétrica., aunque efectivamente contamina el flujo en las orillas. Considerando que la línea de emisión observada se muestrea a lo largo de un número reducido de canales, el valor central de la perfil no se mide a partir del ajuste de una curva sino que se calcula a partir del baricentro del histograma que se forma a partir del flujo de la línea. El baricentro de un perfil es un número fraccionario, tal que la parte entera es el número del canal en el cual se encuentra el baricentro de la línea y la parte decimal es una fracción del canal que da la posición exacta de la abscisa del baricentro (Amram 1991).

## C.2 Suavizado espectral

El proceso de suavizado espectral de los datos obtenidos en este trabajo se realizó considerando una gaussiana con un valor de 3 (en número de canales) para el FWHM. y un valor de 2.2 para el límite de cálculo de la función gaussiana, donde 2.2 corresponde al 10% del máximo de la curva. Sin embargo, este suavizado no se realiza ajustando dicha gaussiana al perfil observado. Lo que se hace es multiplicar los canales por un factor que depende de la amplitud de la gaussiana seleccionada. Supóngase una gaussiana de cierto ancho tal que la amplitud en fución del canal esté dada del siguiente modo

canal..... 1 2 3 4 5 6 7

flujo..... 1 3 10 20 10 3 1

Durante el proceso de suavizado se remplazará el valor del canal x por la suma (normalizada) del canal x - 3 multiplicado por 1 más el canal x - 2 multiplicado por 3 más el canal x - 1 multiplicado por 10 más el canal x multiplicado por 20 más el canal x + 1 multiplicado por 10 más el canal x + 2 multiplicado por 3 más el canal x + 3 multiplicado por 1.

## C.3 Ancho total a altura media (FWHM)

Del mismo modo que para la determinación de la velocidad radial asociada a cierto pixel, el ancho de la línea se define como el ancho del perfil a la altura a la que se encuentra el baricentro de la línea El ancho a altura media es una medida aproximada del doble de la dispersión de velocidades. En realidad para una gaussiana, entre la mitad del ancho a altura media (FWHM/2) y la dispersión de velocidades ( $\sigma$ ) existe un factor igual a  $(2 \times \ln 2)^{1/2} = 1.18$ , de manera que  $FWHM = 2.35 \times \sigma$ .

## Bibliografía

Abell, G.O. 1961, ApJ, 66, 607

Abell, G.O., Morrison, D. & Wolf, S.C. 1987, "Exploration of the Universe", Saunders College Publishing, 629

Aceves H., 2001, MNRAS, 326, 1412

Alcock, C., Allsman, R.A., Alves, D. R. y 22 co-autores más 2001, Nature, 414, 617

Alfaro, E.J., Pérez, E., González-Delgado, R.M., Martos, M.A. & Franco, J. 2001, ApJ, 550, 253

Alladin, S.M., 1965, ApJ, 141, 768

Allen, R.J., Baldwin, J.E. & Sancisi, R., 1978, A & A, 62, 397

Allen R., Atherton, P.D. & Tilanus, R.P.J. 1985, IAUS, 106, 275

Amram, P., Marcelin, M., Boulesteix, J. and Le Coarer, E., 1989, A&ASS, 81, 59

- Amram, P., 1991, Tesis doctoral "Etude cinématique du gaz ionisé dans les galaxies spirales. Importance de l'environnement: Galaxies binaires et galaxies d'amas"
  -Université de Provence, Marsella
- Amram, P., Sullivan, W.T., Balkowski, C., Marcelin, M. & Cayatte, V. 1993, APJ, 403, L59
- Amram, P., Marcelin, M., Balkowski, C., Cayatte, V., Sullivan III, W.T., & LeCoarer, E. 1994, A & ASS, 103, 5
- Amram, P., Balkowski, C., Boulesteix, J., Cayatte, V., Marcelin, M. & Sullivan II, W.T 1996, A & A, 310, 737
- Amram, P., Mendes de Oliveira, C., Boulesteix, J. & Balkowski, C. 1998 A&A, 330, 881
- Amram, P., Mendes de Oliveira, C., Plana, H., Balkowski, C., Boulesteix, J., & Carignan, C. 2002, A & ASS, 281, 389

Armstrong, J.T. & Wotten, H.A. 1986, Astrophys.Sp.Sci.Lib., 124, 439

Arias, L. & Rosado, M., 1994, "Paquete Cigale: Reducción de datos de un interferómetro de Fabry-Perot de barrido", MU-94-02, Instituto de Astronomía, UNAM

Arp, H.C. 1964, ApJ, 139. 1045

- Arp, H. 1966, "Atlas of Peculiar Galaxies", California Institute of Technology, Pasadena
- Arp, H. & Madore, B. 1987, "A Catalogue of Southern Peculiar Galaxies and Associations", Cambridge University Press

Ashman, K. 1992, PASP, 104, 1109

Athanassoula, E., 1979, AnnPhys, 4, 115

Athanassoula, E., 1980, A&A, 88, 184

Athanassoula, E., Bosma, A., Creze, M. & Schwarz, M., 1982, A& A, 107, 101

Athanassoula, E. & Bosma, A. 1985, ARA&A, 23, 147

Athanassoula, E. 1992, MNRAS, 259, 345

Athanassoula, E. 2000, "Small Galaxy Groups", IAU Coll.174, ASP Conf series, vol. 209, 245

Athanassoula, E. 2003, MNRAS, 341, 1179

Avila-Reese, V. & Firmani, C. 2000 en "Cosmic Evolution & Galaxy Formation: Structure, Interactions and Feedback", eds. J.Franco, E. Terlevich, O. López-Cruz & I. Aretxaga, ASP Conf series, vol. 215, 35

Babcock, H.W., 1939, Lick Obs.Bull. 498

Bahcall, J.N., & Casertano, S., 1985, ApJ, 293, L3

Bahcall, N.A. & Comenford, J.M. 2002, ApJ, 565, L5

Balcells, M., Quinn, P.J., 1989, en "Dynamics and Interactions of Galaxies", ed. Roland Wielen, Springer-Verlag: 210

Balick, B., & Heckman, T., 1982, Astr.Ap., 96: 271

Barnes, J.: M.N.R.A.S., 208, 873, (1984).

Barnes, J.: M.N.R.A.S., 215, 517, (1985).

Barnes, J. & Hut, P. 1986, NAture, 324, 446

- Barnes, J.E. 1988, ApJ, 331, 699
- Barnes, J.E. 1989, Nature, 338, 123
- Barnes J.E. & Hernquist, L. 1992, Nature, 360, 715
- Barnes, J.E. & Hernquist, L. 1996, ApJ, 471, 115
- Barton, E.J, Bromley, B.C. & Geller, M.J. 1999, ApJ, 511, L25
- Barton, E.J., Geller, M.J. & Kenyon, S.J. 2000, ApJ, 530, 660
- Barton, E.J., Kannappan, S.J., Kurtz, M.J. & Geller, M.J. 2000, PASP, 112, 367
- Barton, E.J., Geller, M.J., Bromley, B.C., van Zee, L. & Kenyon, S.J. 2001, AJ, 121, 625
- Begeman, K.G. 1987, PhD thesis, Gronigen University
- Bell, E.F. & De Jong, R.S. 2001, ApJ, 550, 212
- Berentzen, I., Athanassoula, E., Heller, C.H. & Fricke, K.J. 2003, MNRAS, 341, 343
- Bertin, G. & Lin, C.C. 1996, "Spiral Structure in Galaxies: A density wave theory", MIT Press

Bertin, G. 2000, "Dynamics of Galaxies", Cambridge University Press

Binney, J. & Merrifield, M. 1998, "Galactic Astronomy", Princeton University Press

Binney, J. & Tremaine, S., 1988, Galactic Dynamics, p.44

Binney, J. & Tremaine, S., 1988, Galactic Dynamics, CAP sobre POTENCIALES

Blackman, C. P., 1982, MNRAS, 200, 407

Blackman, C.P., & van Moorsel, G.A.: M.N.R.A.S., 208, 91, (1984).

- Blais-Ouellette, S., 2000, Ph.D thesis, Université de Montreal / Université de Provence
- Blais-Ouellette, S., Carignan, C., Amram, P. & Coté, S. 1999, A J, 118, 2123

Blais-Ouellette, S., Amram, P. & Carignan, C. 2001, A J, 121, 1952

Bland, J., Taylor, K. & Atherton, P.D. 1987, MNRAS, 228, 595

Bland, J. & Tully, R.B. 1989, AJ, 98, 723

Block, D. L., Bertin, G., Stockton, A., Grosbol, P., Moorwood, A. F. M. & Peletier, R. F. 1994, A&A, 288, 365 Bosma, A. 1978, IAUS, 77, 28

Bosma, A.: Astron. J., 86, 1825, (1981).

Bosma, A. 2002, en "Disks of Galaxies: Kinematics, Dynamics and Perturbations", ASP Conference Series, eds. L. Athanassoula, A. Bosma & R. Mujica, vol. 275, 23

Bosma, A. & van der Kruit, P.C. 1979, A&A, 79, 281

Bottinelli, L., Gouguenheim, L. & Paturel, G. 1981, A&AS, 44, 217

Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G. & De Vaucouleurs, G. 1984, A & A. S., 56, 381

Boulesteix, J., Courtes, G., Laval, A., Monnet, G. & Petit, H. 1974 A A, 37, 33

Bregman, J.N., 1980, Ap.J., 236, p.577

Bregman, J.N. & Pildis, R.A., 1994, Ap.J., 420, p.570

Briggs, H., ApJ, 300, 613, (1986).

Briggs, F.H., & Rao, S. ApJ, 417, 494, (1993).

Brinchman, J., Abraham, R., Schade, D. Tresse, L., Ellis, R.S., Lilly, S., Le Fevre, O., Glazebrook, K., Hammer, F. & Colless, M. 1998, ApJ, 435, 540

Buisson, H., Fabry, C. & Bourget, H. 1914, ApJ, 40, 241

Burbidge, G.R. 1975, ApJ., 196L, 7

Burbidge, E.M., & Burbidge, G.R. AJ, 66, 541

Bureau, M. 2002, en Disks of Galaxies: Kinematics, Dynamics and Peturbations, ASP Conference Proceedings, Vol. 275. eds. E. Athanassoula, A. Bosma, & R. Mujica, 71

Burkhead, M.S., 1978, Ap.J.Suppl., 38: 147

Burstein, D., Rubin, V.C., Thonnard, N. & Ford. W.K. Jr. 1981, BAAS, 13, 798

Burstein, D. & Rubin, V. 1985, QpJ, 297, 423

Bushouse, H.A. 1986, AJ, 91, 255

Bushouse, H.A., Lamb, S.A. & Werner, M.W., 1988, Ap.J., 335: 74

Bushouse, H.A. & Werner, M.W. 1990, ApJ, 359, 72

Bushouse, H.A. & Stanford, S.A. 1992, ApJSS, 79, 213

Buta R., 1995, ApJS 96, 39

Buta, R. & Combes, F. 1996, Fundam.Cosmic Phys., 17, 95

Buta, R. & Purcell, G.B. 1998, 115, 484

Byrd, G.G. & Howard, S., 1989, en "Dynamics and Interactions of Galaxies", ed. Roland Wielen, Springer-Verlag: 60

Capaccioli, M.: In Photometry, Kinematics and Dynamics of Galaxies (Evans, D.S., ed.), Dept. of Astronomy, Univ. Texas at Austin, 165, (1979)

Carignan, C. 1985, ApJ, 299, 59

Carignan, C. & Freeman, K.C. 1985, ApJ, 294, 494

Carlberg, R.G., Pritcher, C.J. & Infante, L. 1994. ApJ, 435, 540

Carranza, G., Louise, R. & Courtes, G. 1968, IAUS, 34, 249

Carranza, G., Crillon, R. & Monnet, G. 1969 A A, 1, 479

Casertano, S. 1983, MRNAS, 203, 735

Chamberlain, T.C., 1901, Ap.J., 14:17

Chamberlain, J.W. 1961, "Physics of the Aurora and Airglow, Academic Press

Chengalur, J.N., Salpeter, E.E. & Terzian, Y. 1995, A J, 110, 167

Chernin, A. D. 1999, MNRAS, 308, 321

Chernin A. D., Ivanov A. V., Trofimof A. V., 1989, Astron. Tsirk. USSR. No. 1540, 3

Chernin A. D. & Mikkola S., 1991, MNRAS, 253, 153

Christiansen, J.H. & Jeffreys, W.H. 1976, ApJ, 205, 52

Clutton-Brock, M., 1972, Astr.Sp.Sc., 17: 292

Colín, P., Avila-Reese, V. & Valenzuela, O. 2000, ApJ, 542, 622

Comte, G., Monnet, G. & Rosado, M., 1979, A & A, 72: 73

Condon, J.J. 1987, ApJSS, 65, 485

Condon, J.J., Condon, M.A., Gisler, G. & Puschell, J.J., 1982, ApJ, 252 102

Condon, J.J., Helou, G., Sanders, D.B. & Soifer B.T., 1990, ApJSS, 73, 359

Contopoulos, G., 1980, A & A, 81, 198

Cote, S., Carignan, C. & Sancisi, R. 1991, AJ, 102, 904

Courtes, G. 1954, Publications de l'Observatoire de Haute-Provence, 3R, C

Courtes, G. 1955, Sky & Telexope, 11, 138

Courtes, G. 1957, AJ, 625, 10

Courtes, G. 1964, IAUS, 20, 278

Courtes, G. & Cruvellier, P. 1965, Annales d'Astrophysique, 28, 683

Cox, D.P, 1985, ApJ, 288, 465

Cox, D.P., 1989, en "Structure an Dynamics of the Interstellar Medium", IAU Colloquium no.120, eds. M.Moles & J.Melnick, p.500

Dahari, O., 1984, A.J., 89: 966

Dahari, O. 1985, AJ, 90, 1772

Dale, D.A., Giovanelli, R., Haynes, M.P., Hardy, E. & Campusano, L.E. 2001, AJ, 121,

Davies, L.E. & Seaquist, E.R. 1983, ApJS, 53, 269

de Jong, R.S. 1996, A&A, 313, 377

Dekel, A., & Shaham, J.: A. & Ap., 85, 154, (1980).

De Robertis, M. M., Yee, H. K. C., & Hayhoe, K. 1998, ApJ, 496, 93

de Vaucouleurs, G. 1959, en "Handbuch der Physik", vol. 53, ed. S. Flugge, Berlin:Springer, 275

de Vaucouleurs, G. 1979, ApJ, 227, 729

de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, J.R., Buta, R.J., Paturel, G. & Fouque, P. 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, New York, Springer-Verlag

Domingue, D.L., Sulentic, J., Xu, C., Mazzarella, J., Gao Y. & Rampazzo, R. 2003, AJ, 125, 555

Donzelli, C.J. & Pastoriza, M.G. 1997, ApJS, 111, 181

Dressler, A., Schechter, P.L. & Rose, J.A. 1986, AJ, 91, 1058, (1986)

Dubinski, J., Mihos, J.C. & Hernquist, L. 1999, ApJ, 526, 607

Dultzin-Hacyan, D. 1995, Rev. Mexicana Astron. Astrofis., 3, 31

- Dultzin-Hacyan, D.; Krongold, Y.; Fuentes-Guridi, I.; Marziani, P.D. 1999 ApJ, 513, L111
- Duval, M.F., Monnet,G., Boulesteix, J., Georgelin, Y., Le Coarer, E. & Marcelin, M., 1991, A&A, 241, 375
- Edelsohn, D.J. & Elmegreen, B.G. 1997, MNRAS, 287, 947

Eisenstein, D.J. & Loeb, A. 1996, ApJ, 459, 432

Elmegreen, B.G. 1996 en "Barred galaxies." ASP Serie de Conferencias, IAU Colloquium 157, Vol 91, eds. R. Buta, D. A. Crocker & B. G. Elmegreen, 197

Elmegreen, B.G. & Lada, C.J. 1977, ApJ, 214, 725

Elmegreen, D.M. & Elmegreen, B.G. 1982, MNRAS, 201, 1021

Elmegreen, D.M., Elmegreen. B.G. & Bellin, A.D. 1990, ApJ, 364, 415

Elmegreen, D.M., Sundin, M., Elmegreen. B.G. & Sundelius, B. 1991, A A, 244, 52

Faber, S.M. 1982, acproc, 191

Fabry, C. & Buisson, H. 1911, ApJ, 33, 406

Fabbiano, G., Kim, D.W. & Trinchieri, G. 1992, ApJS, 80, 531

Fall, S.M. & Efstathiou, G. 1980, MNRAS, 193, 189

- Firmani, C. & Avila-Reese, V. 2000, MNRAS, 315, 457
- Firmani, C., D'Onghia, E., Chincarini, G., Hernández, X. & Avila-Reese, V. 2001, MNRAS, 321, 713
- Florido, E., Battaner, E., Prieto, M., MEdiavilla, E. & Sánchez-Saavedra, M.L. 1991, MNRAS, 251, 193
- Ford, H.C., Ciardullo, R., Harms, R.J. & Bartko, F. 1981, ApJ, 245, L53
- Franco, J., Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P., Rozyczka, M. & Mirabel, I.I. 1988, ApJ, 333, 826

Franco, J., Shore, S. & Tenorio-Tagle, G. 1994, ApJ, 436, 795

Franco-Balderas, A., Hernández-Toledo, H., Dultzin-Hacyan, D. & García-Ruiz, G. 2003, A&A, 406, 415
Fuchs, B. 2001, en "Galaxy Disks and Disk Galaxies", ASP Conference Series, vol. 230, 205

Fuentes-Carrera, I. 1999, "Dinámica de galaxias interactuantes", Tesis de Licenciatura en Física, UNAM

Fuentes-Williams, T., & Stocke, J. T. 1988, AJ, 96, 1235

Gao, Y. & Solomon, P.M. 1999, ApJ, 512, L99

Geller, M., & Huchra, J.: Ap.J. Suppl., 52, 61, (1983).

Gerhard, O.E., 1981, M.N.R.A.S., 197: 179

Gerin M., Combes F., Athanassoula E., 1990, A&A, 230, 37

Giovanelli, R. 1980, AJ, 85. 1155 1980

Goldreich, P. & Lynden-Bell, D. 1965, MNRAS, 130, 125

González-Delgado, R.M. & Pérez, E. 1992, Relationships Between Active Galactic Nuclei and Starburst Galaxies, Ed. V. Filippenko, PASP, 31, 371

González-Delgado, R.M. & Pérez, E. 1996, MNRAS, 281, 781

Gottlöber, S., Klypin, A. & Kravtsov, A.V. 2001, ApJ, 546, 223

Gum, C.S., Kerr, F.J. & Westerhout, G. 1960, MNRAS, 121, 132

Han, C., Gould, A. & Sackett, P.D. 1995, ApJ, 445, 46

Harms, R., et al.: Ann N.Y. Acad. Sci., 375, 178, (1981).

Heckman, T.M., Balick, B. & Crane, P.C., 1980, A & A Suppl. Ser., 40: 295

Heller, C.H. & Shlosman, I. 1994, ApJ, 424, 84

Hernández-Toledo, H., Dultzin-Hacyan, D. & Sulentic, J. 2001, AJ, 121, 1319

Hernández-Toledo, H. & Puerari, I. 2001, A&A, 379, 54

Hernández-Toledo, H., Fuentes-Carrera, I., Rosado, M., Cruz-González, I., Franco-Balderas, A. & Dultzin-Hacyan, D. 2003, A&A, en prensa

Hernquist, L., 1990, en "Dynamics and Interactions of Galaxies", ed. Roland Wielen: 108

Hesser, J.E., Shawl, S.J. & Meyer, J.E. 1986, BAAS, 18, 902

Hibbard, J.E. 1995, PhD thesis, Columbia University

Hickson, P. 1982, ApJ, 255, 382

Hickson, P., Mendes de Oliveira, C., Huchra, J. & Palumbo, G. 1992, ApJ, 399, 353

Hohl, F. 1971 ApJ, 168, 343

- Holmberg, E., 1937, A Study of Double and Multiple Galaxies- Annal of the Observatory of Lund, 6: 5
- Holmberg, E., 1940, Ap.J., 92: 200
- Honma, M. 1999, ApJ, 516, 693
- Howard, S. & Byrd, G.G., 1989, en Paired and Interacting Galaxies. IAU Colloquium no.124, ed. J.W. Sulentic, W.C. Keel & C.M. Telesco, NASA Conference Publication 3098: 577
- Howk, J.C. & Savage, B.D., 1999, ApJ., 720
- Hubble, E. 1936, "The Realm of the Nebulae", New Haven: Yale University Press
- Hubble, E. 1943, ApJ, 97, 112
- Hudson, M. 1993, MNRAS, 265, 43

Humason, M.L., & Wahlquist, H.D. 1955, AJ., 60, 254

Hummel, E., 1980, A & A, 87: 142

- Hummel, E., van der Hulst, J.M., Keel, W.C. & Kennicutt, Jr, R.C. 1987, A&ASS, 70, 517
- Hunt, L.K., Malkan, M.A., Rush, B., Bicay, M.D., Nelson, B.O., Stanga, R.M. & Webb, W. 1999, ApJS, 125, 349

Huntley, J.M., Sanders, R.H. & Roberts Jr., W.W., 1978, ApJ, 221, 521

Hutchings, J.B., 1983, PASP, 95: 799

Hutchings, J.B., Crampton, D. & Campbell, B., 1984, Ap.J., 280: 41

- Hutchmeir, W.K. & Richter, O.G. 1989, "A General Catalog of HI Observations of Galaxies", Srpinger-Verlag, Heidelberg
- Illingworth, G.: In The Structure and Evolution of Normal Galaxies, (Fall, S.M., & Lynden-Bell, D.), Cambridge Univ. Press, 27 (1981).

Infante L., Strauss M. A., Bahcall N., Knapp G. R., 2000, in Valtonen M., Flynn C., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 209, Small Galaxy Groups. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 31 Jenkins, C.R. 1984, ApJ, 277, 501

Jones, B. & Stein, W.A. 1989, AJ, 98, 1557

Joseph, R.D., Meikle, W.P.S., Roberton, N.A. & Wright, G.S., 1984, *M.N.R.A.S.*, 209: 111

Joseph, R.D. & Wright, G.S., 1985, M.N.R.A.S., 214: 87

Jungwiert, B., Combes, F. & Axon, D.J. 1997, A & A. S., 125, 479

Kalnajs, A.J. 1973, 2, 174

Kalnajs, A.J. 1983, IAUS 100, ed. E. Athanassoula(Dordrecht:Reidel), 87

Kamphuis, J. & Sancisi, R. 1993, A&A Letters, 244, L29

Kannappan, S.J., Fabricant, D.G. & Franx, M. 2002, AJ, 123, 2358

Karachentsev, I.D. 1972, Catalogue of isolated pairs of galaxies in the northern hemisphere, Soobshch.Spets.Astrofiz.Obs, 7, 1

Karachentsev, I.D.: Sov.A.J., 29, 243, (1985).

Karachentsev, I.D., 1989, en Paired and Interacting Galaxies. IAU Colloquium no.124, ed. J.W. Sulentic, W.C. Keel & C.M. Telesco, NASA Conference Publication 3098: 3

Karachentsev, I.D. & Mineva, V.A. 1984, Sov. Astron. Lett., 10, 4

Karachentseva V. E. & Karachentsev I. D., 2000, Astro. Reps., 44, 501

Kauffmann, G. & White, S. D. M. 1993, MNRAS, 261, 921

Kaufman, M., Brinks, E., Elmegreen, B.G., Elmegreen, D.M., Klaric, M., Struck, C., Thomasson, M. & Vogel, S. 1999, A J, 118, 1577

Keel, W.C. 1996, A J, 111, (2), 696

Keel, W.C., Kennicutt, R.C., Van der Hulst, J.M., & Hummel, E., 1985, A.J., 90: 708

Kennicutt, R.C. & Keel, W.C., 1984, Ap.J., 279: L5

Kennicutt, R.C., Keel, W.C., Van der Hulst, J.M., Hummel, E. & Roettiger, K.A., 1987, *A.J.*, **93**: 1011

Kennicutt, R.C., Edgar, B.K. & Hodge, P.W., 1989, ApJ, 337, 761

Kent, S.M., Astron. J., 91, 1301, (1986).

- Kim, J., Hong, S.S. & Ryu, D. 1997, ApJ, 485, 228
- Kravtsov, A.V., Klypin, A.A. & Khokhlov, A.M.J. 1997, ApJS, 111,73
- Kravtsov, A.V., Klypin, A.A., Bullock, J.S. & Primack, J.R. 1998, ApJ, 502, 48
- Krongold, Y.; Dultzin-Hacyan, D. & Marziani, P. 2001, AJ, 121, 702
- Krongold, Y.; Dultzin-Hacyan, D. & Marziani, P. 2002, ApJ, 572, 169
- Lallemand, A., Duchesne, M. & Walker, M.F., 1960, P.A.S.P., 72: 268L
- Larson, R.B. & Tinsley, B.M., 1978, Ap.J., 219: 46
- Latanzio, J.C. & Henriksen, R.N., 1988, M.N.R.A.S., 232: 565
- Laurikainen, E., Salo, H., Teerikorpi, P., & Petrov, G. 1994, A&AS, 108, 491
- Laurikainen, E., Salo, H. & Aparicio, A. 1998, A&ASS, 129, 517
- Le Coarer, E., Amram, P., Boulesteix, J., Georgelin, Y.M., Georgelin, Y.P., Marcelin, M., Joulie, P. & Urios, J. 1992, A & A, 257, 389
- Le Coarer, E., Rosado, M., Georgelin, Y., Viale, A. & Goldes, G. 1993, A & A, 280, 365
- Le Fevre, O., Abraham, R., Lilly, S.J., Ellis, R.S., Brinchmann, J., Schade, D., Tresse, L., Colless, M., Crampton, D., Glazebrook, K., Hammer, F. & Broadhurst, T. 2000, MNRAS, 311, 565
- Lequeux, J. 1983, A & A, 125, 394
- Lin, C.C. & Shu, F.H. 1964, ApJ, 140, 646
- Lin, C.C. & Shu, F.H. 1966, Proc. Nat. Acad. Sci., 55, 229
- Lin, C.C. & Shu, F.H., 1967, "Density waves in disk galaxies.", IAUS, 31, 313
- Lin, C.C. & Bertin, G., 1995, en "Waves in Astrophysics", 773, 125
- Lindblad, B. 1963 Stockhoom Observ. Ann, 22, 3
- Lipovetskii, V.A., Neizvestnii, S.I. & Neizvestnaya, O.M., 1988, SoSAO, 55: 5L
- Lonsdale, C.J., Helou, G., Good, J.C. & Rice, W.L. 1985, "Catalogued Galaxies en Quasars Observed in the IRAS Survey" (US Government Printing Office, Washington D.C.

Lynden-Bell, D. & Kalnajs, A.J., 1972, MNRAS, 157, 1

- Lynden-Bell, D., 1979, MNRAS, 187, 101
- Lynds, R. & Toomre, A. 1976, ApJ, 209, 382
- MacFarland, T., Couchman, H.M.P., Pearce. F.R. & Pichlmeier, J. 1998, NewA, 3, 687
- Malin, D.F., 1979, Nature, 277: 279

Malin, D.F. & Carter, D., 1980, Nature, 285: 643

- Malin, D.F. & Carter, D. 1983, ApJ, 209, 382
- Mamon, G.A. 1986, ApJ, 307, 426
- Mamon, G.A. 2000 en "Small Galaxy Groups", ASP Conf Series vol 209, eds. M.J. Valtonen & C. FLynn, 217

Marcelin, M. & Athanassoula, E. 1982, A A, 105, 79

- Marcelin, M., Boulesteix, J., Courtes, G. & Milliard, B. 1982, Nature, 297, 38
- Marcelin, M., Le Coarer, E., Boulesteix, J., Georgelin, Y. & Monnet, G. 1987, A & A, 179, 101

Márquez, I. & Moles, M. 1999, A&A, 344, 421

- Márquez, I., Durret, F., Masegosa, J., Moles, M., Gonzalez Delgado, R. M., Marrero, I., Maza, J., Perez, E. & Roth, M. 2000, A & A, 360, 431
- Márquez, I., Masegosa, J., Moles, M., Varela, J., Bettoni, D. & Galletta, G. 2002, A&A, 393,
- Martos, M.A. & Cox, D. 1998, ApJ, 509, 703
- Mayall, N.U., 1948, S & T, 8: 3M
- Merrifield, M.R. & Kuijken, K. 1999 en "Astrophysical Discs", ASP Conference Series, vol. 160, eds. J.A. Sellwood & J. Goodman, 315
- Milsztajn, A. & Lasserre, T. 2001, Nucl. Phys. B (proc Suppl), 91, 413
- Mihos, J.C. & Hernquist, L. 1996, ApJ, 464, 641
- Miwa, T. & Noguchi, M. 1998, ApJ, 499, 149
- Monaghan, J.J. 1992, ARA&A, 30, 543
- Navarro, J.F., Frenk, C.S. & White, S.D.M. 1995, MNRAS, 275, 56

Navarro, J.F., Frenk, C.S. & White, S.D.M. 1996, ApJ, 462, 563

Noguchi, M. 1987, MNRAS, 228, 635

- Noguchi, M., 1989, en Paired and Interacting Galaxies. IAU Colloquium no.124, ed.
  J.W. Sulentic, W.C. Keel & C.M. Telesco, NASA Conference Publication 3098:
  711
- Noguchi, M. e Ishibashi, S., 1986, M.N.R.A.S., 219: 305

Noordermerr, E., Sparke, L.S. & Levine, S.E. 2001, MNRAS, 328, 1064

Nordgren, T.E., Chengalur, J.N., Salpeter, E.E. & Terzian, Y. 1997a, A J, 114, 77

Nordgren, T.E., Chengalur, J.N., Salpeter, E.E. & Terzian, Y. 1997b, A J, 114, 913

Nordgren, T.E., Chengalur, J.N., Salpeter, E.E. & Terzian, Y. 1998, ApJS, 115, 43

Nordsieck, K.H. 1973, ApJ, 184, 719

Olson, K.M. & Kwan, J., 1990, Ap.J., 349: 480

Ostriker, J.P. & Peebles, P.J.E., 1973, Ap.J., 186: 467

Page, J., 1960, Ap.J., 132: 910

Page, T.L.: Ap.J. 116, 63, (1952).

Page, T.L., Dahn, C.C. & Morrison, F.F. 1961 AJ, 66, 614

Page, T. 1970, ApJ, 159, 791

Page, T. 1975, in Stars and Stellar Systems vol.9, Galaxies and the Universe, ed. A. Sandage, M. Sandage & J. Kristian (Chicago: The University of Chicago Press), 541

Parker, R.A.R. 1973, BAAS, 512, 395

Pasha, I.I. 1985, Sov. Astron. Lett., 11, 1

Pasha, I.I. & Smirnov, M.A. 1982, Ap&SS, 86, 215

Patton, D.R., Pritchet, C.J., Yeee, H.C.K., Ellingson, E. & Carlberg, R.G. 1997, ApJ, 475, 29

Pease, F.G., 1915, PASP, 27: 239

Pease, F.G., 1920, Ap.J., 51: 276

Peebles, P.J.E.: Nature, 321, 27, (1986)

Apéndice B. Reducción de datos FP

Perot, A. & Fabry, C. 1899, ApJ, 9, 87

Perot, A. & Fabry, C. 1902, ApJ, 15, 261

Pfleiderer, J., 1963, Zs.F.Ap., 58: 12

Pfleiderer, J. & Siedentopf, H., 1961, Zs.F.Ap., 51: 201

Pierce, M.J. & Tully, R.B. 1988, PASP, 100, 1224

Pismis, P. 1986, RMAA, 12, 79

Plana, H., Mendes de Oliveira, C., Amram, P., Bolte, M., Balkowski, C. & Boulesteix, J. 1999, ApJ, 516, L69

Quinn, P.J. & Goodman, J., 1986, Ap.J., 309: 472

Rafanelli, P., Violato, M., & Baruffolo, A. 1995, AJ, 109, 1546

Rampazzo, R., Reduzzi, L., Sulentic, J. & Madejsky, R. 1995, A&AS, 110, 131

Rand, R.J., 1996, ApJ, 462, 712

Rand, R.J., 1997, ApJ, 474, 129

Reduzzi, L. & Rampazzo, R. 1995, ApL&C, 30, 1

Reshetnikov, V.P 1992, Ap & SS, 191, 46

Reshetnikov, V.P. 1993, A&A, 280, 400

Reshetnikov, V.P. 1999, A&A, 353, 9

Reshetnikov, V.P., Evstignceva E.A. 1999, Astron. Zhurn., 76, 426

Reynolds, R.J., 1993, en "Massive Stars: Their Lives en the ISM", ASP Conference Series, eds. J.P. Cassinelli & E.B. Churchwell, 35, 338

Roberts, M.S. 1975, dssproc, 331

Roberts, M.S. Huntley, J.M. & van Albada, T.S. 1979, ApJ, 233, 67

Roberts Jr., W.W., 1975, La Dynamique des Galaxies Spirales, Ed. L. Weliachew, C.N.R:S., Paris, 115

Roberts Jr, W.W., Roberts, M.S. & Shu, F.H. 1975, ApJ, 196, 381

Rosado, M., Langarica, R., Bernal, A., Cobos, F., Garfias, F., Gutierrez, L., Tejada, C., Tinoco, S. & Le Coarer, E. 1995, RevMexAA (Serie de Conferencias), 03, 263

- Rots, A.H., Bosma, A., Van der Hulst, J.M., Athanassoula, E., Crane, P.C., 1989, en Dynamics and Interactions of Galaxies, ed. Roland Wielen, Springer-Verlag: 122
- Rubin, V.C. 1983, Science, New Series, 220, 1339
- Rubin, V., Ford, W.K. & Thonnard, N. 1978, ApJletters, 225, 1107
- Rubin, V.C., Thonnard, N. & Ford. W.K. Jr. 1982, AJ, 87, 477
- Rubin, V. & Ford, W.K. 1983, ApJ, 271, 556
- Rubin, V. C., Burstein, D., Ford, W. K., Jr. & Thonnard, N. 1985, ApJ, 289, 81
- Rubin, V. C., Ford, W.K. & Whitmore, B.C. 1988, ApJ, 333, 522
- Rupen, M.P., 1991, AJ, 102, 48
- Salo, H. & Laurikainen, E. 1993a, ApJ, 410, 586
- Salo, H. & Laurikainen, E. 2000a, MNRAS, 319, 377
- Salo, H. & Laurikainen, E. 2000b, MNRAS, 319, 393
- Sancisi, R. 1976, A& A, 53, 159
- Sancisi, R., Allen, R.J. & Sullivan III, W.T., 1979, A&A, 78, 217
- Sandage, A. 1981, "The Hubble Atlas of Galaxies", Washington DC: Carnegie Institution of Washington
- Sandage, A. 1981, "A revised Shapley-Ames Catalog of Bright Galaxies", Washington DC: Carnegie Institution of Washington
- Sandage, A. & Bedke, J. 1994, The Carnegie Atlas of Galaxies. Volume II, Carnegie Institution of Washington with The Flintridge Foundation
- Sanders, D.B., Scoville, N.A., Young, J.S., Soifer, B.T., Schloerb, F.P., Rice, W.L. & Danielson, G.E. 1986, ApJ Letters, 305, L45
- Sanders, D.B., & Mirabel, I.F. Ann. Rev. Astr. Ap., 34, 749-792, (1996).

Sanders, R.H., 1977, ApJ, 217, 916

- Santillán, A., Franco, J., Martos, M. & Kim, J. 1999, ApJ, 515, 657
- Sargent, W.L.W., Schechter, P.L., Boksenberg, A. & Shortreidge, K. 1977, ApJ, 212, 326
- Saslaw, W.C., 1987, "Gravitational physics of stellar and galactic systems", Cambridge University Press:14

Schombert, J.M., Wallin, J.F. & Struck-Marcell, C. 1990, A J, 99, 497

Schwarz, M.P., 1979, PhD Thesis, Australian National University

Schwarz, M.P., 1980, ApJ, 247, 77

Schwarz M.P., 1981, ApJ 247, 77

Schweizer, F. 1978, IAUS, 77, 279

- Schweizer, F., 1989, en *Dynamics and Interactions of Galaxies*, ed. Roland Wielen, Springer-Verlag: 60
- Schweizer, F. 1998, in "Galaxies: Interactions and Induced Star Formation", Saas-Fee Advanced Course 26. Eds. R. C. Kennicutt, Jr. F. Schweizer, J. E. Barnes, D. Friedli, L. Martinet, and D. Pfenniger, 105

Schweizer, L.Y. 1987a, ApJS, 64, 411

Schweizer, L.Y. 1987b, ApJS, 64, 427

Sellwood, J.A., 1981, A&A, 99, 362

Sellwood, J., 1986, BAAS, 18Q, 9275

Sellwood, J.A. & Wilkinson, A. 1993, Rep. Prog. Phys. 56, 173

Shapiro, P.R. & Benjamin, R.A., 1991, PASP, 103, 923

Shlosman, I., 1989, en Paired and Interacting Galaxies. IAU Colloquium no.124, ed. J.W. Sulentic, W.C. Keel & C.M. Telesco, NASA Conference Publication 3098: 689

Shlosman, I., Frank, J. & Begelman, M. 1989, Nature, 338, 45

Shlosman, I. & Noguchi, M. 1993, ApJ, 414, 474

Silk, J. 1995, ApJ, 438, 41

Silk, J. 1997, ApJ, 481, 703

Slipher, V.M., 1914, Lowell Obs.Bull., 62: 2, 66

Soifer, B.T., Boehmer, L. Neugebauer, G. & Sander, D.B. 1989, AJ, 98, 766

Solomon, P.M., Sage, L.J., 1988, Ap.J., 334: 613

Sofue, Y., Wakamatsu, K., Taniguchi, Y. & Naomasa, N. 1993, PASJ, 45, 43

Sofue, Y., Tutui, Y., Honma, M., Tomita, A., Takamioya, T., Koda, J. & Takeda, Y. 1999, ApJ, 523, 136

TESIS CON

FALLA DE ORIGEN

Sparke, L.S. & Gallagher. J.S 2000, "Galaxies in the Universe: An Introduction", Cambridge University Press

Springel, V. 2000, MNRAS, 312, 859

Springel, V. & White, S.D.M. 1999, MNRAS, 307, 162

Springel, V., Yoshida, N. & White, S.D.M. 2001, NewA, 6, 79

Sulentic, J. 1997, ApJ, 482, 640

Sulentic, J. & de Mello Rabaca, D. 1993, ApJ, 410, 520

Sundelius, B., 1989, en Dynamics and Interactions of Galaxies, ed. Roland Wielen, Springer-Verlag: 118, 121

Sundelius, B., Thomasson, M., Valtonen, M.J. & Byrd, G.G., 1987, A & A, 174: 67

Sundin M., Sundelius B., 1991, A&A, 245, L5

Sundin M., Donner K. J., Sundelius B., 1993, A&A, 280, 105

Swaters, R.A, Sancisi, R. & van der Hulst, J.M., 1997, ApJ, 491, 140

Teuben, P. 1995, PASP, 77, 398

Teuben, P.J., Sanders, R.H., Atherton, P.D.& van Albada, T.S. 1986, MNRAS, 221, 1

Theys, J.C. & Spiegel, E.A. 1976, ApJ, 208, 650

Theys, J.C. & Spiegel, E.A. 1977, ApJ, 212, 616

Thomasson, M., Donner, K.J., Sundelius, B., Byrd, G.G., Huang, T.-Y. & Valtonen, M.J. 1989, A & A, 211, 25

Tonry, J.L. & Davis, M. 1979, AJ, 84, 1511

Toomre, A., 1963, ApJ, 138, 385

Toomre, A., 1969, ApJ, 158, 899

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

Toomre, A., 1977, en The Evolution of Galaxies and Stellar Populations, ed. B.M. Tinsley & R.B. Larson (Yale University Observatory, New Haven): 401

Toomre, A. 1978, ARA&A, 15, 437

Toomre, A. 1981, en "Structure and Evolution of Normal Galaxies", ed. S.M. Fall & D.Lynden-Bell, Cambridge University Press, 111

TESIS CON

FALLA DE ORIGEN

- Toomre, A. & Toomre, J. 1972, ApJ, 178, 623
- Tremaine, S. & Weinberg, M.D., 1984, ApJ, 282, L5
- Tully, R.B. 1974a, ApJS, 27, 415
- Tully, R.B. 1974a, ApJS, 27, 437
- Tully, R.B. 1974a, ApJS, 27, 449
- Tully, R.B. & Fisher, J.R. 1977, A&A, 54, 661
- Tully, R.B. & Fouqué, P. 1985, ApJ, 58, 67
- Tully, R.B., Pierce, M.J., Huang, J., Saunders, W., Verheijen, M. & Witchalls, P.L. 1998, AJ, 115, 2264
- Tully R.B. & Pierce, M.J. 2000, ApJ, 533, 744
- Turner, E.L. 1976, ApJ, 208, 20
- Turner, E.L., & Gott, J.R.: Ap.J., 209, 6, (1976).
- van Albada, T.S., Bahcall, J.N., Begeman, K. & Sancisi, R. 1985, Ap. J., 295, 305, (1985).
- van den Bergh, S. 1976, ApJ, 206, 883
- van den Bergh, S. 2002, A J, 124, 782
- van der Kruit, P.C. 1979, A&ASS, 38, 15
- van der Kruit, P.C., 1984, A&A, 140, 470
- van der Kruit, P.C., & Allen, R.J., Ann Rev. Astron. Ap., 16, 103, (1978).
- van der Kruit, P.C. & Searle, L. 1982, A&A, 110, 61
- Valdés-Gutiérrez, M., Rosado, M., Puerari, I., Georgiev, L., Borissova, J. & Ambrocio-Cruz, P. 2002, AJ, 124, 3157
- Verheijen, M. 1999, A&SS, 269, 671
- Verheijen, M.A.W. & Sancisi, R. 2001, A&A, 370, 765
- Vorontsov-Velyaminov, B.A. 1959, Atlas and Catalogue of Interacting Galaxies, part I, University of Moscow, Moscow
- Voronstov-Velyaminov, B.A., 1961, en Problems of Extra-Galactic Research, IAU Symposium 15, ed. G.C. McVittie: 194

Voronstov-Velyaminov, B.A., 1964, Astr.Zh., 41: 814 (traducción al inglés en Soviet Astr.-AJ, 8: 649)

Waller, W.H., Bohlin, R.A., Cornett, R.H., Fanelli, M., Freedman, W.L., Hill, J.K., Madore, B.F., Neff, S.G., Offenberg, J.D., O'Connell, R.W., Roberts, M.S., Smith, A.M. & Stetcher, T.P. 1997, ApJ, 481, 169

Warner, P.J., Wright, M.C.H. & Baldwin, J.E., 1973, MNRAS, 163, 163

Weinberg, M.D. 1991, ApJ, 373, 391

White, S.D.M. 1976, MNRAS, 177, 717

White, S.D.M. 1991, IAUS, 146, 383

White, S.D.M. & Rees, M.J. 1978, MNRAS, 183, 341

White, S.D.M. & Frenk. C.S. 1991, ApJ, 379, 52

Wozniak, H., Friedli, D., Martinet, L., Martin, P. & Bratschi, P. 1995, A & ASS, 111, 115

Yamagata, T., Noguchi, M. & Iye, M. 1989, ApJ, 338, 707

Yee, H.K.C. & Ellingson, E. 1995, ApJ, 445, 37

Young, J.S., Schloerb, F.P., Kenney, J.D. & Lord, S.D. 1986, ApJ, 304, 443

Zang, Z., 1978, IAU Symposium 79

Zaritsky, D., Rix, H. & Rieke, M., 1993, Nature, 364, 313

Zaritsky, D., Smith, R., Frenk, C.S. & White, S.D.M. 1993, ApJ, 405, 464

Zaritsky, D. & White, S.D.M. 1994, ApJ, 435, 599

Zasov, A.V., 1967, Astr.Zh., 44: 975 (traducción al inglés en Soviet Astr..-AJ, 11: 785)

Zasov, V.A. & Kyazumov, G.A. 1980, AZh Letters, 6, 264

Zasov, V.A. & Kyazumov, G.A. 1983, AZh, 60, 656

Zepf, S. & Whitemore, B. 1991, ApJ, 383, 542

Zwicky, F. 1956, Erbgeb.ExaktenNaturwiss, 29, 344

Zwicky, F., 1959, en Handb. Phys., 53: 373

TESIS CON FALLA DE OKREEN