



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

**Relación entre dinámica y formación
estelar en galaxias de disco**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

Eric Emmanuel Martínez García

DIRECTORA DE TESIS:

Dra. Rosa Amelia González López Lira



MORELIA, MICHOACÁN, MÉXICO

Enero 2009



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

**Relación entre dinámica y formación
estelar en galaxias de disco**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

Eric Emmanuel Martínez García

DIRECTORA DE TESIS:

Dra. Rosa Amelia González López Lira



MORELIA, MICHOACÁN, MÉXICO

Enero 2009

A Maribel.

Agradecimientos

Agradezco a mi mamá por el amor y comprensión que me ha brindado todos estos años de mi vida.

A mi esposa Maribel, por su apoyo durante todos los momentos que vivimos en Morelia.

A mi hermano Einar, por apoyarme con mis proyectos y mostrar rasgos de madurez a pesar de ser mi hermano menor. Cuida siempre a “kukito”.

A la Dra. Rosa Amelia por su sabiduría y enseñanzas que formarán parte de mi vida como astrónomo para siempre.

A mis profesores de Maestría en el Instituto de Astronomía en C.U., los mejores que he tenido.

Al equipo de basket “Astronomía”: Manuel Zamora, Alfonso Trejo, Alvaro Sánchez-Monge, David Oseguera, Sergio Dzib, Vicente Hernández, Andrés Suárez, Enrique Vázquez, Juan Manuel Hernández, Abner Hernández y Remy Avila. Por compartir conmigo las victorias y derrotas durante el torneo de baloncesto UNAM Campus Morelia. ¡Aunque seamos “subcampeones”, para mí todos ustedes siempre serán ganadores!

Al equipo de basket “Galácticas”: Karla Alamo, Berenice Ramos, Avith Mendoza, Carolina Rodríguez, Guadalupe Elizalde, Lizette Guzmán, Yetli Rosas, Dolores Mata, Susana Pacheco y Mariza Soriano. Por demostrar que sin importar las circunstancias ustedes siempre seguirán luchando (jeje, ¡ganaron uno!).

A todos los estudiantes, investigadores y personal del CRyA.

Eric Martínez

Índice general

1. Resumen	1
2. Introducción	7
2.1. Nebulosas espirales.	7
2.2. Ondas cinemáticas de Lindblad y resonancias.	12
2.3. Ondas de densidad	24
2.4. Teoría modal	28
2.5. Extensión del patrón espiral	31
2.6. Estructura espiral y formación estelar	33
2.7. Poblaciones estelares simples	38
2.8. Poblaciones estelares compuestas	45
2.9. Modelos recientes (2007) de poblaciones estelares	47
3. Artículo	49
3.1. Spiral triggering of SF in SA & SAB galaxies	49
3.1.1. Abstract	50
3.1.2. Introduction.	50
3.1.3. Observations and data reduction.	57
3.1.4. The $Q(rJgi)$ photometric index and the stellar population synthesis models.	62
3.1.5. Results.	64
3.2. Expected $Q(rJgi)$ index profiles in a spiral shock scenario.	96
3.2.1. Post-shock density and velocity distributions.	96
3.2.2. Non-circular motions.	103
3.2.3. The role of metallicity.	109
3.2.4. Simple vs. complex models.	112
4. Discussion and conclusions.	113

5. Trabajo en progreso	117
6. Apéndice	121
6.1. Pattern speed and corotation radius error calculation.	121
6.2. Cálculo de distancias de Hubble	124
6.3. Error fotométrico en $Q(rJgi)$	126

Capítulo 1

Resumen

El desarrollo de la teoría de ondas de densidad como explicación de la presencia de estructura espiral en galaxias de disco condujo a la hipótesis de que las mismas ondas podrían inducir formación estelar en los brazos de galaxias espirales. Análisis de discos de galaxias en diferentes bandas indican que en el infrarrojo cercano (especialmente en la banda *K*) la estructura espiral parece ser suave y bien definida, en comparación con el aspecto óptico, donde se muestran patrones menos definidos y más caóticos en general (Block & Wainscoat 1991). En el óptico se trazan principalmente gas y poblaciones estelares jóvenes, mientras que en el infrarrojo cercano se observan poblaciones estelares viejas (i.e., la masa del sistema), con pequeñas contribuciones de estrellas rojas gigantes jóvenes (Rix & Rieke 1993). ¿Cómo se relacionan estas dos poblaciones? ¿Están acopladas dinámicamente?

La formación estelar inducida por ondas de densidad es una consecuencia directa del escenario de choques galácticos a gran escala (Fujimoto 1968; Roberts 1969; Shu et al. 1972). En el sistema de referencia del patrón espiral (mismo que se supone rota con velocidad angular constante, mientras que el disco lo hace con rotación diferencial) estos choques parecen ser estacionarios, lo que provoca aumentos súbitos en densidad, así como cambios de velocidad en el material chocado. Se cree que las veredas de polvo comúnmente observadas en las cercanías de los brazos de galaxias espirales se deben a la compresión del gas molecular y el polvo como consecuencia del choque. Si estos sitios son progenitores de formación estelar, deberían observarse las consecuencias de ésta en el brazo.

Se observan grandes regiones HII (Morgan et al. 1952; Elmegreen & Elmegreen 1983a) como indicadores de formación estelar prominente en los

brazos espirales de galaxias de disco. Debido a la rotación del material, también deberían observarse generaciones de estrellas ordenadas de acuerdo con su edad a través del brazo, como consecuencia de la formación estelar inducida por la onda de densidad. Estas estrellas formarían lo que se conoce como “gradiente de edad” a través del brazo. En general estas huellas observacionales han sido difíciles de detectar. Los esfuerzos por tratar de medir la tasa de formación estelar por unidad de masa del disco no han arrojado resultados concluyentes al respecto, sino más bien controvertidos (Elmegreen 1995), debido principalmente a que la cantidad total de masa de gas no es una cantidad fácil de determinar (Allen 1996).

González & Graham (1996) idearon un método libre de enrojecimiento mediante el cual pudieron observar en la galaxia M99 que, en efecto, las ondas podían inducir formación estelar en uno de sus brazos espirales. Dicho método se basa en el índice fotométrico:

$$Q(rJgi) = (r - J) - \frac{E(r - J)}{E(g - i)}(g - i), \quad (1.1)$$

el cual es sensible a estrellas supergigantes rojas y azules, que generalmente se observan en poblaciones estelares jóvenes. González y Graham también demostraron que, para una mezcla de polvo y estrellas, el índice $Q(rJgi)$ es libre de enrojecimiento, siempre y cuando la profundidad óptica en la banda V no sea mayor que 2. Esta suposición es cierta para la mayoría de galaxias vistas casi de cara (e.g., Peletier et al. 1995).

El índice $Q(rJgi)$ fue usado para detectar gradientes de edad azimutales a través de los brazos de M99. Sin embargo, se necesitaban más evidencias para poder discernir si el caso de M99 es un caso aislado o si, por el contrario, se trata de un fenómeno que se da con regularidad para la mayoría de las galaxias espirales en el universo cercano.

Para la presente investigación se contó con una muestra de 31 galaxias espirales vistas casi de cara (face-on). Las observaciones se tomaron en los observatorios de Lick, Kitt Peak y CTIO. La muestra de galaxias fue dividida en tres grupos. El primero consta de galaxias normales (sin barra) de tipo de Hubble Sb y Sc; el segundo, de galaxias barradas, y el tercero, de galaxias normales y barradas que presentan un efecto fotométrico en el disco que, en apariencia, divide al mismo en dos mitades. Hemos denominado este fenómeno “efecto Q”, debido al índice fotométrico con el cual se observa. No hemos determinado aún la causa de dicho efecto, pero creemos que está relacionada con la dinámica del disco. En la presente tesis sólo se presentan los

resultados concernientes al primer grupo. Las galaxias restantes aún están siendo analizadas.

Los datos fueron reducidos con técnicas estándares, mediante el software público “IRAF” y otras rutinas programadas en Fortran. La calibración fotométrica en el óptico se realizó obteniendo magnitudes sintéticas y magnitudes fotométricas de estrellas estándares. La calibración en el infrarrojo cercano se llevó a cabo con imágenes del 2MASS para las bandas J y K_s , y mediante magnitudes de catálogo y estrellas estándares para las bandas K' y K .

La técnica desarrollada por González y Graham involucra la transformación de imágenes en el plano cartesiano a imágenes en el plano θ vs. $\ln R$, donde los brazos se muestran como líneas rectas cuya pendiente se relaciona con el ángulo de avance (pitch angle) de los brazos. Posteriormente se seleccionan regiones con características similares a las que teóricamente son generadas por formación estelar inducida por ondas de densidad. Los brazos son “enderezados” desplazando la fase en θ para cada radio y manteniendo la coordenada $\ln R$ fija. Dichas regiones son colapsadas en la coordenada logarítmica del radio, con el fin de tener una señal a ruido adecuada que permita hacer una comparación significativa entre observaciones y modelos.

Con el fin de hacer una vinculación con la dinámica del disco, las observaciones fueron comparadas con modelos de síntesis de poblaciones estelares (Charlot & Bruzual 1991; Bruzual & Charlot 1993, 2003; Bruzual 2007). Si en realidad estamos observando poblaciones estelares cuya formación fue inducida por la presencia de una onda de densidad, los gradientes de color a través de los brazos deberían de brindarnos información acerca de la velocidad angular del patrón espiral y, consecuentemente, de las resonancias orbitales importantes, como las resonancias de Lindblad, el radio de corrotación y la resonancia 4:1.

De los resultados observacionales de este estudio se determinó la localización de resonancias, suponiendo que la velocidad angular del patrón puede ser determinada mediante:

$$\Omega_p \cong \frac{1}{R} \left(\frac{v_{max}}{\sin(\alpha)} - v_{rel} \right), \quad (1.2)$$

donde R es el radio medio orbital de la zona de estudio, v_{max} es la velocidad máxima de rotación, α es el ángulo de inclinación¹ y v_{rel} es obtenida del

¹El ángulo entre la línea de visión del observador y la normal al disco de la galaxia.

ajuste del modelo a los datos. De acuerdo con la teoría lineal de ondas de densidad, el patrón espiral debe llegar hasta la resonancia de corrotación o la resonancia externa de Lindblad (REL. Lin 1970; Mark 1976; Lin & Lau 1979; Toomre 1981). En cambio, en el tratamiento no lineal de Contopoulos & Grosbøl (1986), los brazos deben extenderse hasta la resonancia 4:1, en el caso de espirales tipo Sb o Sc, y hasta el radio de corrotación en galaxias Sa.

Con el fin de fortalecer nuestra hipótesis de que los gradientes de edad que observamos en las galaxias analizadas se deben a la dinámica del disco, comparamos las posiciones de las resonancias (R_{res}) con el radio de terminación del patrón espiral (R_{end}) en las bandas infrarrojas, mediante el cociente R_{res}/R_{end} . Dicho cociente debe de ser aproximadamente igual a uno (dentro de los errores computados) para alguna de las resonancias (REL, corrotación o 4:1). En la figura 1.1 se muestran los resultados de este análisis para las 12 galaxias normales seleccionadas inicialmente, además de M99 (esta galaxia ostenta el “efecto Q”).

Los resultados muestran que 9 galaxias presentan gradientes de edad que implican que el patrón espiral se extiende hasta la REL. En una de las galaxias, el patrón espiral llega hasta el radio de corrotación. Las tres galaxias restantes presentan regiones que, si bien semejan ser gradientes de edad, no parecen tener relación con la dinámica del disco. De esta forma, nuestro análisis de galaxias normales indica que la formación estelar inducida por ondas de densidad es un fenómeno presente en 77 % de estos objetos.

Para las regiones analizadas se utilizaron modelos de síntesis de poblaciones estelares en los cuales el límite superior de la función inicial de masa es de $10 M_{\odot}$. También fueron probados modelos con límite superior de $100 M_{\odot}$, pero para éstos el ajuste a las observaciones no es satisfactorio. Este mismo resultado fue encontrado por González y Graham, quienes indicaron que la región analizada en M99 carecía de emisión $H\alpha$ prominente. Nosotros suponemos que los gradientes no se habían encontrado hasta ahora porque siempre se buscaban en zonas con mucha emisión de $H\alpha$, en las cuales la propia luz de las estrellas masivas enmascara el gradiente.

Se estudiaron también los efectos de tener cambios de densidad y velocidad para las poblaciones estelares joven y vieja, de acuerdo con las predicciones del escenario de choque espiral. El resultado indica que existen deformaciones para los perfiles del índice fotométrico $Q(rJgi)$. El efecto de combinar poblaciones estelares jóvenes y viejas con diferentes metalicidades también fue analizado. En este caso existen deformaciones similares a las obtenidas para densidades y velocidades variables, además de un desplaza-

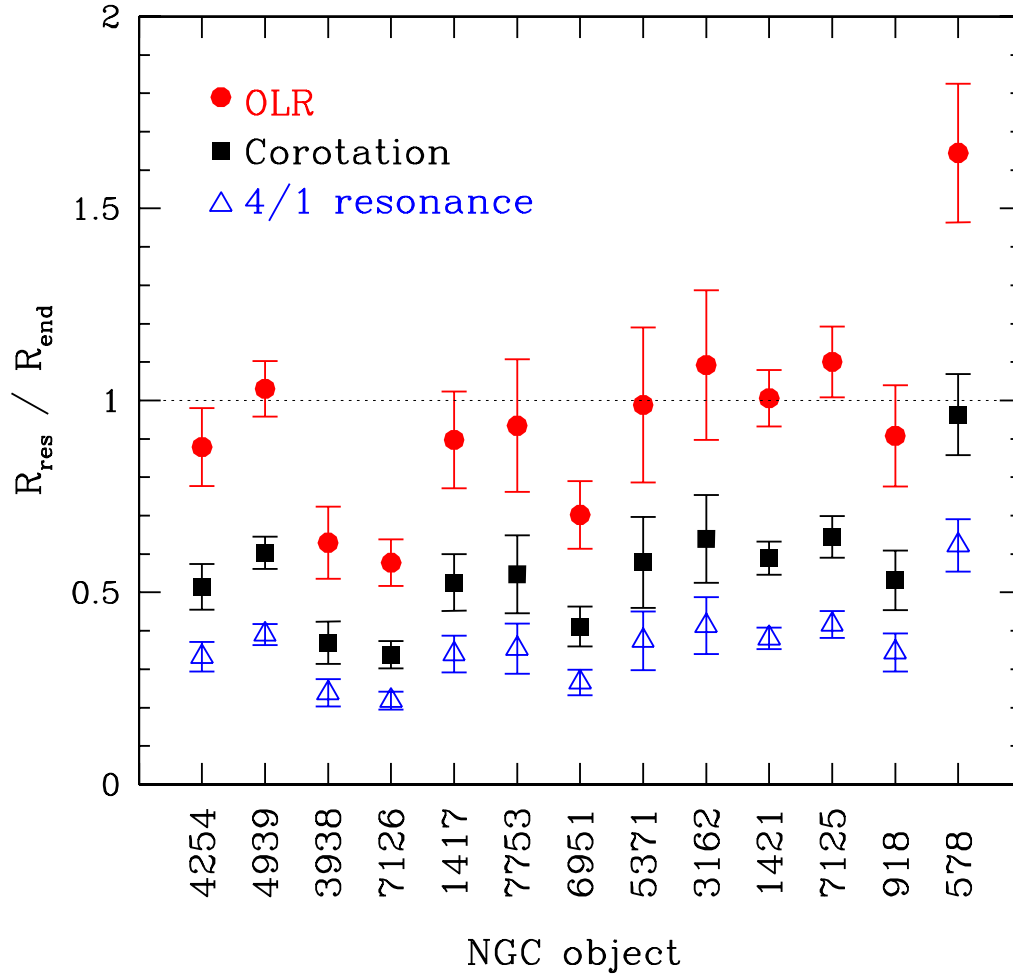


Figura 1.1: Cocientes de las posiciones de las resonancias calculadas y la terminación observada del patrón espiral, R_{res}/R_{end} . Los objetos están ordenados por tipo de Hubble, con excepción de la galaxia NGC 4254 (M99). *Círculos rellenos*: REL; *cuadrados rellenos*: corrotación; *triángulos vacíos*: resonancia 4:1.

miento en el punto cero del índice fotométrico $Q(rJgi)$. Sin embargo, el error introducido al tomar en cuenta todas estas deformaciones es mucho menor que el computado para la velocidad angular del patrón espiral. Este error toma en cuenta los errores en la curva de rotación, en la distancia al objeto y en el ángulo entre la línea de visión del observador y la perpendicular al disco de la galaxia.

En conclusión, la evidencia observacional indica que las ondas de densidad sí son capaces de inducir formación estelar en los brazos de galaxias de disco normales. Además, la comparación entre perfiles del índice $Q(rJgi)$ observados y teóricos indica que el patrón espiral de la mayoría de las galaxias se extiende hasta la resonancia externa de Lindblad y, algunas veces, hasta el radio de corrotación. No se encontró evidencia mayoritaria que soporte la hipótesis de que los brazos espirales llegan hasta la resonancia 4:1.

Otros procesos de formación estelar pueden estar llevándose a cabo simultáneamente con el escenario de ondas de densidad. Entre estos procesos podemos mencionar la formación estelar autopropagada (Mueller & Arnett 1976; Gerola & Seiden 1978), y la formación de subestructuras producto de efectos no lineales en la dinámica conjunta de gas y estrellas (Chakrabarti et al. 2003; Dobbs & Bonnell 2006; Kim & Ostriker 2006; Shetty & Ostriker 2006).

Capítulo 2

Introducción

“No one ever received a promise of instant gratification for doing science.”
Shu, Frank H., The Physical Universe.

2.1. Nebulosas espirales.

Alrededor del año 1755 Immanuel Kant, en su obra titulada *“En Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels”* (Historia universal de la naturaleza y teoría acerca del cielo), propuso que las nebulosas observadas con telescopios en el cielo nocturno podían ser objetos similares a nuestra Vía Láctea, es decir, conjuntos de gas y estrellas unidos gravitacionalmente. Posteriormente, en los años 1845-1848 William Parsons, 3rd Earl of Rosse, fue la primera persona en notar las formas espirales en algunas de estas nebulosas. En las figuras 2.1 y 2.2 se muestran los esbozos de Rosse para las galaxias M51 y M99, respectivamente. En 1920 tuvo lugar el denominado debate “Shapley-Curtis”. El tema del debate era si estas nebulosas son objetos localizados en nuestra Vía Láctea o si se trata de objetos exteriores más lejanos. No fue sino hasta 1929 cuando Edwin Hubble, mediante la relación período luminosidad en estrellas cefeidas, pudo determinar la distancia a la galaxia de Andrómeda. Esta resultó ser mayor que la distancia a la Nube Menor de Magallanes, corroborando la ideas filosóficas de Kant.

Posteriormente se clasificaron las galaxias en espirales, espirales barradas, elípticas e irregulares, de acuerdo con su morfología. En la figura 2.3 se muestra la clasificación de galaxias según Hubble (1936). En esta clasificación las galaxias elípticas se denotan como E0 hasta E7, de acuerdo con su grado



Figura 2.1: Esbozo de Rosse para la galaxia M51 (Hoskin 1997).

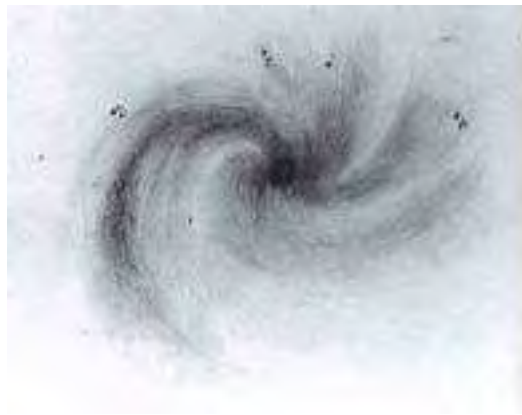


Figura 2.2: Esbozo de Rosse para la galaxia M99 (Hoskin 1997).

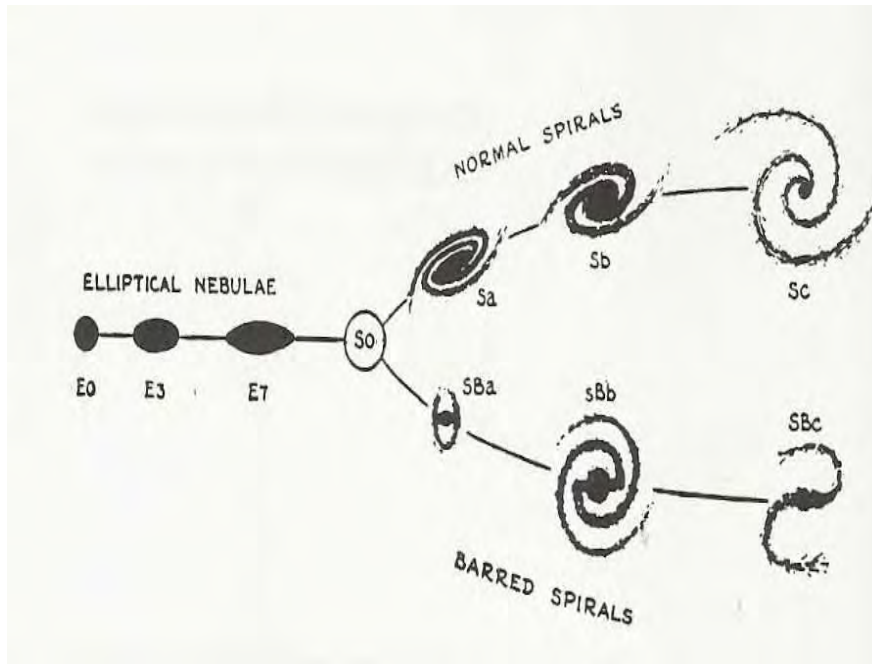


Figura 2.3: Diagrama de clasificación de galaxias de Hubble [crédito: Bertin & Lin (1996)].

de elipticidad; las espirales se llaman S (galaxias normales) o SB (galaxias barradas). El grado de apertura de los brazos espirales se indica con las letras a,b,c; las galaxias con espirales más apretadas se llaman “Sa”. También existen tipos intermedios, como Sab y Sbc. Hubble sugirió que las galaxias evolucionan¹ de izquierda a derecha en el diagrama, impulsadas por su momento angular, razón por la cual a las galaxias en la parte izquierda del diagrama se les conoce como galaxias tempranas y a las galaxias en la parte derecha como tardías. El contenido de gas es menor para las galaxias tempranas. De Vaucouleurs (de Vaucouleurs 1959) introdujo la notación SA para galaxias sin barra, SAB para galaxias medianamente barradas y SB para galaxias barradas, además del tipo “T”. En la clasificación de de Vaucouleurs, si la forma espiral se puede seguir hasta el núcleo, la galaxia se denota como (s) y si existe un anillo que rodea al núcleo, se llama (r). Para anillos en el disco exterior se antepone una “R” antes de la clasificación.

Cuando las galaxias espirales poseen brazos bien definidos (generalmente

¹Esta especulación fue descartada posteriormente.

dos), se denominan galaxias tipo gran diseño. Un ejemplo de galaxia gran diseño se muestra en la figura 2.4 izquierda, la galaxia M81. Sin embargo existen galaxias que no tienen brazos bien definidos sino que más bien poseen estructuras irregulares. A estas galaxias se les denomina floculentas. Un ejemplo de galaxia floculenta se muestra en la figura 2.4 derecha, la galaxia NGC 2841. Ambas galaxias mencionadas son galaxias tipo Sb en la clasificación de Hubble. Elmegreen & Elmegreen (1982) introdujeron un sistema de clasificación de regularidad de los brazos espirales. Propusieron 12 tipos de morfologías de brazos que pueden presentarse en galaxias de disco, desde galaxias gran diseño hasta galaxias floculentas. Esta clasificación de regularidad de los brazos espirales no está relacionada con el tipo de Hubble. Como se verá más adelante, Bertin & Lin (1996) introdujeron un sistema de clasificación de galaxias espirales que pretende explicar cómo las diferentes propiedades físicas del disco se relacionan con el tipo de Hubble y con la clasificación de regularidad de los brazos introducida por Elmegreen & Elmegreen.

Observaciones de galaxias espirales hechas en bandas infrarrojas y bandas ópticas indican que las morfologías observadas en dichas bandas para una misma galaxia son muy diferentes entre sí (Zwicky 1955; Block & Wainscoat 1991). En el infrarrojo, donde observamos principalmente estrellas viejas, la estructura parece ser más suave, algunas veces con la presencia de barras y generalmente bisimétrica, mientras que en el óptico la estructura es muy

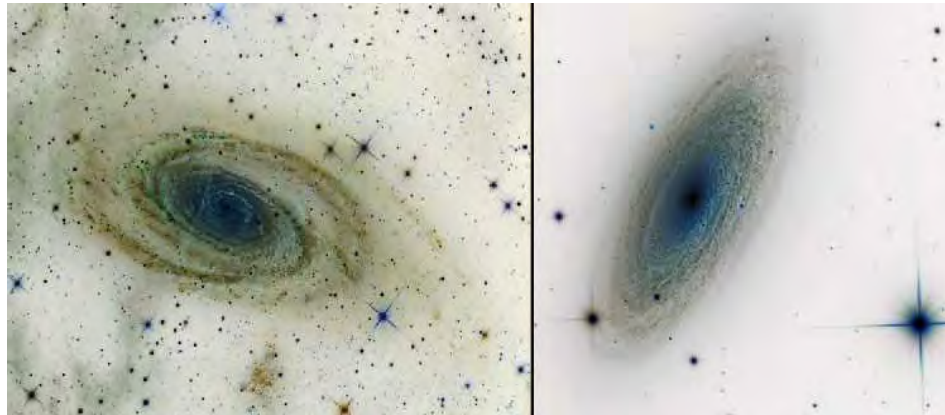


Figura 2.4: *Izquierda:* M81 (crédito: Tony Hallas). *Derecha:* NGC 2841 (crédito: Johannes Schedler, Panther Observatory).

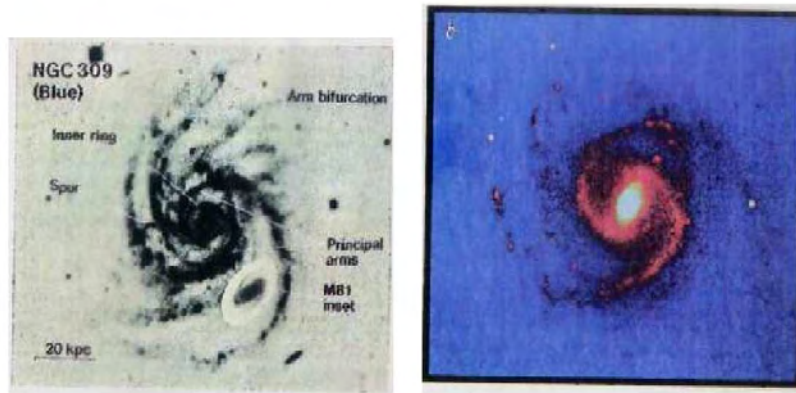


Figura 2.5: *Izquierda*: Imagen en la banda óptica *B* de la galaxia espiral NGC 309. *Derecha*: Imagen en la banda infrarroja *K* de la misma galaxia, en la misma escala (Block & Wainscoat 1991).

irregular con varias ramificaciones de los brazos; incluso estructuras multi-brazo están presentes, como se muestra en la figura 2.5 para la galaxia NGC 309. Comúnmente la emisión óptica está relacionada con formación estelar de una galaxia, puesto que las estrellas jóvenes y el gas generan gran cantidad de radiación en estas longitudes de onda.

Las estrellas viejas del disco poseen la mayor cantidad de masa (en comparación con las estrellas jóvenes), por lo que la dinámica de la galaxia (y la estructura espiral) está íntimamente relacionada con la dinámica de estas estrellas.

Al observar las diferentes morfologías en óptico e infrarrojo, surge la pregunta: ¿cómo se relacionan la estructura espiral y la formación estelar en galaxias de disco? Desde los hallazgos del Earl of Rosse, la comunidad astronómica ha estudiado el origen y el desarrollo de la estructura espiral en galaxias. En el presente trabajo de investigación nos enfocaremos en aportar una mejor perspectiva de la relación entre estructura espiral y formación estelar en galaxias de disco.

2.2. Ondas cinemáticas de Lindblad y resonancias.

Uno de los principales problemas al tratar de explicar la formación de brazos espirales es el denominado “dilema de enrollamiento”. Si los brazos se conformaran por las mismas estrellas, después de varios períodos orbitales los brazos tenderían a enrollarse, debido a la rotación diferencial presente en el disco. Las galaxias han rotado de 20 a 100 veces en el tiempo de vida del universo. Debido a esto, no es posible explicar los brazos espirales como “brazos materiales”, formados por las mismas estrellas. Fue así como surgió la idea de patrones de onda que se mantienen cuasiestacionarios en el sistema de referencia rotante de la galaxia en cuestión. Los principales expositores de estas ideas han sido Lindblad (1963) y, posteriormente, C.C. Lin y Frank Shu (Lin & Shu 1964). Lindblad realizó uno de los primeros intentos para tratar de solucionar el “dilema de enrollamiento”. Él consideró las órbitas de estrellas alrededor de la Galaxia, tomando en cuenta las perturbaciones de las mismas respecto al movimiento circular.

Si tuviéramos un disco completamente frío, desde el punto de vista de la dinámica, es decir sin movimientos aleatorios, las estrellas se moverían en órbitas circulares en el disco galáctico. En realidad, el disco nunca es completamente frío y, debido a la conservación de momento angular, las estrellas realizan pequeñas oscilaciones radiales alrededor de una órbita circular sin perturbar. Dichas oscilaciones son llamadas epiciclos.

Los movimientos estelares en órbitas con epiciclos son la base principal de la explicación de la tendencia de los discos a soportar ondas de densidad. Se describen a continuación con más detalle.

En un sistema de referencia rotante con velocidad angular $\vec{\Omega}$, la segunda ley de Newton para el vector de posición \vec{r} es:

$$m \frac{d'^2 \vec{r}}{dt^2} = m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} - 2m \left(\vec{\Omega} \times \frac{d' \vec{r}}{dt} \right) - m \left(\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \right). \quad (2.1)$$

En esta ecuación, las derivadas primas, $\frac{d'}{dt}$, indican derivación en el sistema rotante respecto del tiempo. El primer término corresponde a la fuerza de atracción \vec{F} , la masa por la aceleración en el sistema de referencia inercial. El segundo término es la fuerza de Coriolis y el tercero es la fuerza centrífuga. La aceleración de Coriolis ocurre cuando la partícula se mueve respecto al sistema rotante. El vector de posición \vec{r} viene dado por

$$\vec{r} = x \hat{i} + y \hat{j} + z \hat{k} = R \hat{e}_R + Z \hat{e}_Z, \quad (2.2)$$

donde \hat{i} , \hat{j} , \hat{k} , son los vectores unitarios en el sistema de referencia inercial, y \hat{e}_R , \hat{e}_θ , y \hat{e}_Z son los vectores unitarios del sistema de referencia no inercial en coordenadas polares cilíndricas, tales que $\hat{e}_R \times \hat{e}_\theta = \hat{e}_Z$. El origen coincide para estos dos sistemas de referencia, como se muestra en la figura 2.6

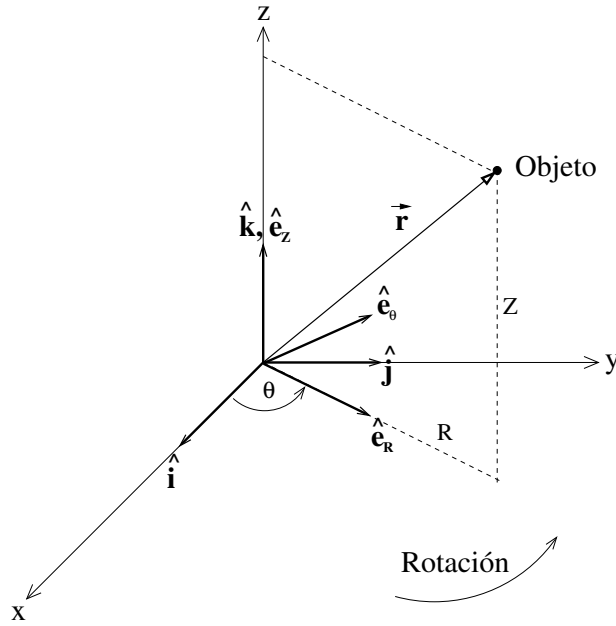


Figura 2.6: Sistema de coordenadas inercial (fijo) \hat{i} , \hat{j} , \hat{k} , y sistema de coordenadas no inercial (rotante), \hat{e}_R , \hat{e}_θ , \hat{e}_Z .

Definimos los vectores:

$$\vec{\Omega} = \Omega_0 \hat{k} = \Omega_0 \hat{e}_Z \quad (2.3)$$

$$\frac{d'\vec{r}}{dt} = V_R \hat{e}_R + V_\theta \hat{e}_\theta + V_Z \hat{e}_Z \quad (2.4)$$

$$\frac{d'^2\vec{r}}{dt^2} = \frac{dV_R}{dt} \hat{e}_R + \frac{dV_\theta}{dt} \hat{e}_\theta + \frac{dV_Z}{dt} \hat{e}_Z \quad (2.5)$$

$$\vec{F} = F_R \hat{e}_R + F_\theta \hat{e}_\theta + F_Z \hat{e}_Z, \quad (2.6)$$

donde Ω_0 es la magnitud de la velocidad angular, V_R es la magnitud de la velocidad a lo largo del eje \hat{e}_R , V_θ es la magnitud de la velocidad a lo largo del eje \hat{e}_θ y V_Z es la magnitud de la velocidad a lo largo del eje \hat{e}_Z . Si introducimos los vectores en la ecuación 2.1 y desarrollamos los respectivos productos vectoriales, obtenemos:

$$m \frac{dV_R}{dt} = F_R + 2m\Omega_0 V_\theta + m\Omega_0^2 R = m\ddot{R} \quad (2.7)$$

$$m \frac{dV_\theta}{dt} = F_\theta - 2m\Omega_0 V_R = m\ddot{\theta} \quad (2.8)$$

$$m \frac{dV_Z}{dt} = F_Z = m\ddot{Z}. \quad (2.9)$$

Nótese que, aunque el vector \vec{r} no tiene componente inicial en θ (ver ecuación 2.2), estamos permitiendo que tenga una velocidad, V_θ , cuya magnitud puede ser diferente de cero. Podemos expresar el término F_R de la fuerza gravitacional radial en la galaxia de la siguiente manera:

$$F_R = -m\Omega^2 R \quad ; \quad \Omega = \Omega(R), \quad (2.10)$$

donde $\Omega(R)$ viene dado por la curva de rotación galáctica. La fuerza en la dirección tangencial F_θ es 0 para un objeto en una galaxia simétrica. La fuerza en la dirección vertical al plano galáctico, F_Z , puede aproximarse conociendo la distribución de masa local para el objeto en cuestión.

Inicialmente podemos considerar un objeto en movimiento circular alrededor del centro Galáctico, por ejemplo, en el sistema local de reposo (SLR) dinámico. El SLR cinemático es un punto en el espacio que tiene una velocidad igual a la velocidad promedio de las estrellas en la vecindad solar, incluyendo a el Sol. El SLR dinámico es un punto centrado instantáneamente en el Sol, que se mueve en una órbita circular perfecta alrededor del centro Galáctico.

Ahora consideremos pequeñas perturbaciones en la órbita circular de nuestro objeto, de tal manera que:

$$R = R_0 + \rho \quad ; \quad \ddot{R} = \ddot{\rho}, \quad (2.11)$$

$$\theta = \theta_0 + \eta \quad ; \quad \ddot{\theta} = \ddot{\eta}, \quad (2.12)$$

$$Z = Z_0 + \zeta \quad ; \quad \ddot{Z} = \ddot{\zeta}. \quad (2.13)$$

Debido a estas perturbaciones y a su dependencia de R , la velocidad angular galáctica, $\Omega(R)$, se verá también perturbada. Podemos representar dicha perturbación mediante una expansión en serie de Taylor alrededor del punto de equilibrio en R_0 . De esta manera:

$$\Omega(R) = \Omega(R_0) + \left(\frac{d\Omega}{dR} \right)_{R_0} \rho + \dots \quad (2.14)$$

Elevando al cuadrado $\Omega(R)$, tomando $\Omega(R_0) = \Omega_0$ y despreciando términos de orden superior, la fuerza radial quedará expresada mediante:

$$F_R = -m \left[\Omega_0^2 + 2\Omega_0 \left(\frac{d\Omega}{dR} \right)_{R_0} \rho \right] R. \quad (2.15)$$

Tomando $V_R = \dot{\rho}$, $V_\theta = \dot{\eta}$; sustituyendo F_R y F_θ en las ecuaciones 2.7 y 2.8; tomando $R = R_0 + \rho$ y despreciando el término ρ^2 , obtenemos el siguiente par de ecuaciones diferenciales:

$$\ddot{\rho} = -2\Omega_0 \left(\frac{d\Omega}{dR} \right)_{R_0} \rho R_0 + 2\Omega_0 \dot{\eta} \quad (2.16)$$

$$\ddot{\eta} = -2\Omega_0 \dot{\rho}. \quad (2.17)$$

De la ecuación 2.17, obtenemos $\dot{\eta} = -2\Omega_0 \rho$. Sustituyendo este valor en 2.16 y despejando, llegamos a:

$$\ddot{\rho} + \kappa^2 \rho = 0, \quad (2.18)$$

donde

$$\kappa^2 = 4\Omega_0^2 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{R_0}{\Omega_0} \left(\frac{d\Omega}{dR} \right)_{R_0} \right]. \quad (2.19)$$

Esta última corresponde a la ecuación para un oscilador armónico, cuya solución es:

$$\rho = A_R \text{sen } \kappa t, \quad (2.20)$$

donde κ es la frecuencia epicíclica y A_R es la amplitud del movimiento radial debido a la perturbación. De igual forma, tenemos:

$$\ddot{\eta} + \kappa^2 \eta = 0 \quad (2.21)$$

$$\eta = 2\Omega_0 \left(\frac{A_R}{\kappa} \right) \cos \kappa t = A_\theta \cos \kappa t. \quad (2.22)$$

De estas ecuaciones se deduce que el movimiento epicíclico es una elipse:

$$\left(\frac{\rho}{A_R} \right)^2 + \left(\frac{\eta}{A_\theta} \right)^2 = 1, \quad (2.23)$$

con centro en el punto de equilibrio situado en R_0 y con movimiento retrógrado con respecto a la rotación de la galaxia, como se muestra en la figura 2.7.

En lo que respecta a los movimientos verticales, la componente de fuerza es:

$$F_Z = -m \frac{\partial \Phi}{\partial Z} \quad ; \quad \Phi = \Phi(R, Z), \quad (2.24)$$

donde $\Phi(R, Z)$ es el potencial Galáctico. Expandiendo en serie de Taylor, tenemos:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial Z} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial Z} \right)_{z_0} + \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial Z^2} \right)_{z_0} \zeta + \dots \quad (2.25)$$

En el punto de equilibrio, (R_0, Z_0) , tenemos:

$$-m \left(\frac{\partial \Phi}{\partial Z} \right)_{z_0} = 0. \quad (2.26)$$

Sustituyendo en la ecuación 2.9 y usando $\ddot{Z} = \ddot{\zeta}$, obtenemos:

$$\ddot{\zeta} + \nu^2 \zeta = 0, \quad (2.27)$$

$$\nu^2 = \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial Z^2} \right)_{z_0} \approx 4\pi G \rho_0. \quad (2.28)$$

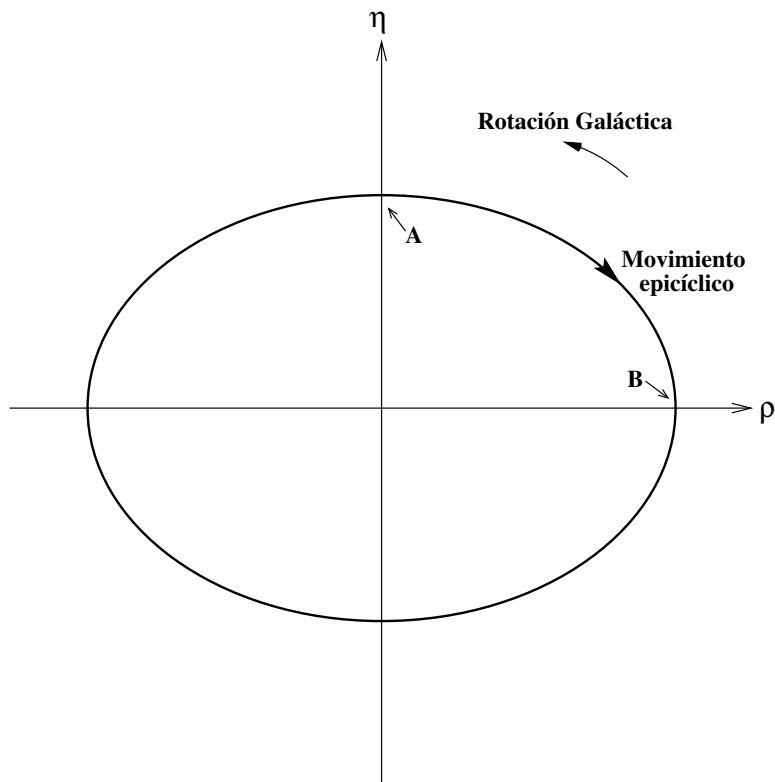


Figura 2.7: Sistema de coordenadas del epiciclo. A $t = 0$, el objeto se encuentra en el punto A sobre el eje η . A $t = \left(\frac{\pi}{2\kappa}\right)$, el objeto se encuentra en el punto B sobre el eje ρ . Por lo tanto, el movimiento epicíclico es retrógrado con respecto a la rotación Galáctica.

La solución de esta ecuación de oscilador armónico es:

$$\zeta = A_Z \text{sen } \nu t \quad ; \quad \nu \approx \sqrt{4\pi G \rho_0}, \quad (2.29)$$

donde A_Z corresponde a la amplitud del movimiento vertical respecto al plano Galáctico debido a la perturbación.

Ahora bien, las órbitas con epiciclos desde el sistema de referencia inercial no son cerradas y tienden a formar patrones de tipo roseta (estructura semejante a una rosa), como se muestra en las figuras 2.8 y 2.9. Sin embargo, en el sistema de referencia no inercial podemos escoger una velocidad de rotación del sistema de referencia rotante, Ω_p , de tal manera que se cumpla la condición $\frac{\Omega - \Omega_p}{\kappa} = \frac{n}{m}$, donde n y m son números enteros, y Ω es la velocidad angular Galáctica para cierto radio R . Con esta condición podemos tener órbitas cerradas dependiendo de los valores que asignemos a n y m para una Ω_p dada. En las figuras 2.10 y 2.11 se muestran dos ejemplos de este tipo de órbitas.

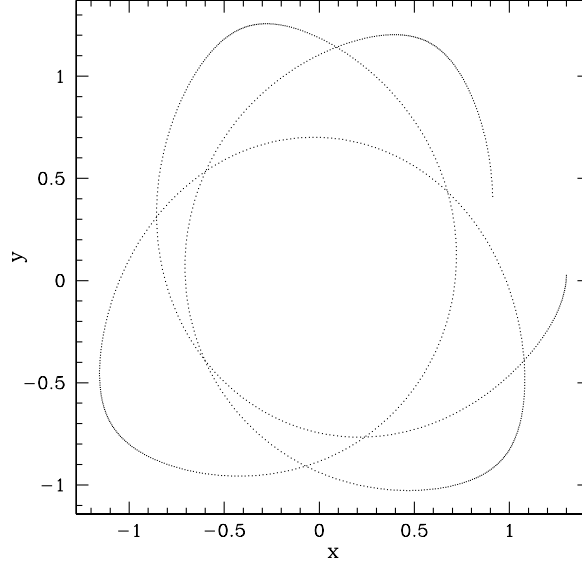


Figura 2.8: Órbita con epiciclos en el sistema de referencia inercial, después de 3 períodos orbitales; se produce un patrón de roseta no cerrado.

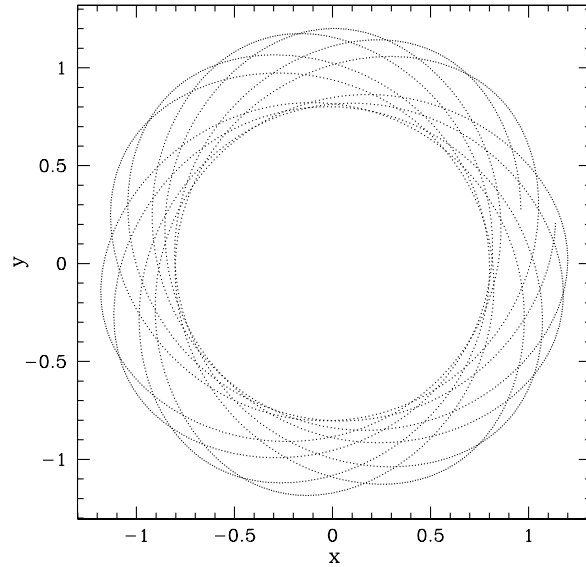


Figura 2.9: Órbita con epiciclos en el sistema de referencia inercial, después de 10 períodos orbitales y con amplitud del epiciclo menor al de la figura 2.8.

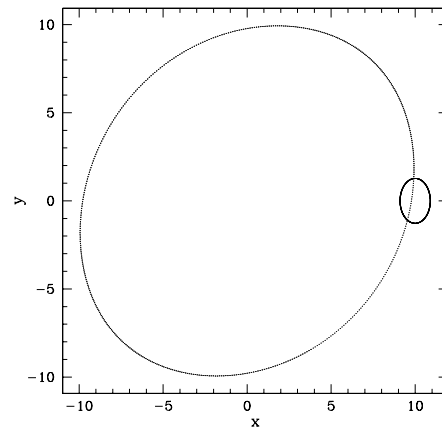


Figura 2.10: Órbitas con epiciclos en el sistema de referencia no inercial. La forma elíptica de mayor tamaño corresponde a un objeto moviéndose con $\frac{\Omega - \Omega_p}{\kappa} = \frac{1}{2}$. La órbita pequeña corresponde a un objeto moviéndose con $\Omega = \Omega_p$.

Lindblad notó empíricamente que la cantidad $\Omega - \frac{\kappa}{2}$ podía ser aproximadamente constante como función del radio para cierto modelo Galáctico. Haciendo $\frac{\Omega - \Omega_p}{\kappa} = \frac{n}{m} = \frac{1}{2}$ y $\Omega_p = \text{constante}$, podemos generar esta condición. Si juntamos varias de estas órbitas para distintos radios y giramos el ángulo de posición para cada una, podemos generar un patrón de órbitas como el que se muestra en la figura 2.12. En la figura 2.13, se muestra el caso para $n = 1$ y $m = 3$. En estas figuras se muestra claramente cómo en los sitios donde se amontonan las órbitas se generan aumentos en la densidad. El patrón espiral que se forma mantiene su forma en el sistema de referencia inercial. Esto llevó a Lindblad a sugerir que la estructura espiral podía ser causada por patrones como éstos, en los cuales distintas estrellas residen en los brazos a distintos tiempos, generando una perturbación de tipo onda de densidad.

Existen ciertos problemas concernientes a este escenario simple de ondas cinemáticas (Bertin & Lin 1996):

1. La cantidad $\Omega - \frac{\kappa}{2}$ es sólo aproximadamente constante, para cierto modelo galáctico, por lo que la persistencia de la onda en todo el disco no está garantizada.
2. Para mantener un patrón orbital uniforme, necesitamos un disco dinámicamente frío. Los discos reales poseen velocidades de dispersión que romperían esta uniformidad.

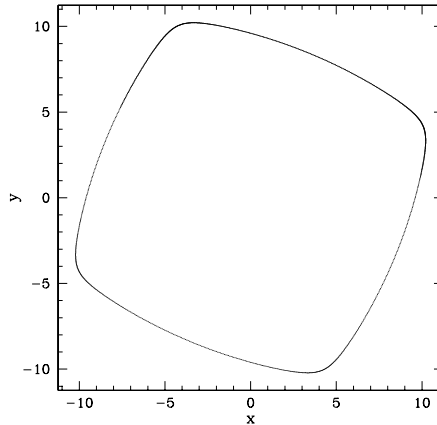


Figura 2.11: Órbita con epiciclos en el sistema de referencia no inercial, de tal manera que $\frac{\Omega - \Omega_p}{\kappa} = \frac{1}{4}$.

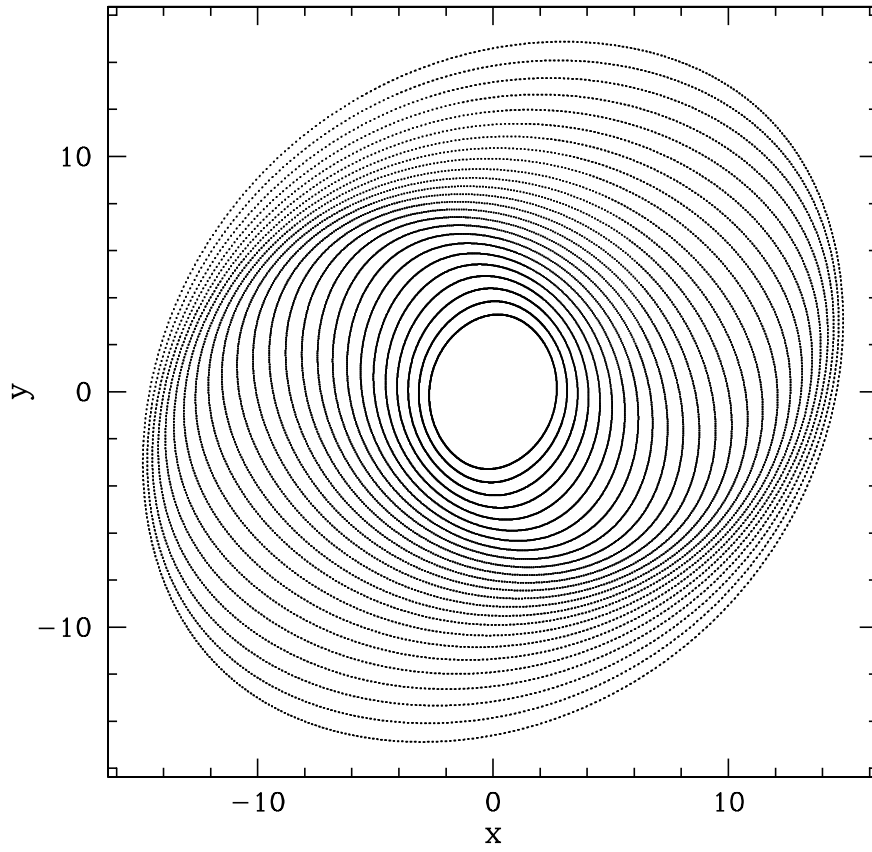


Figura 2.12: Patrón de órbitas generado con la condición $\frac{\Omega - \Omega_p}{\kappa} = \frac{1}{2}$ para cada radio.

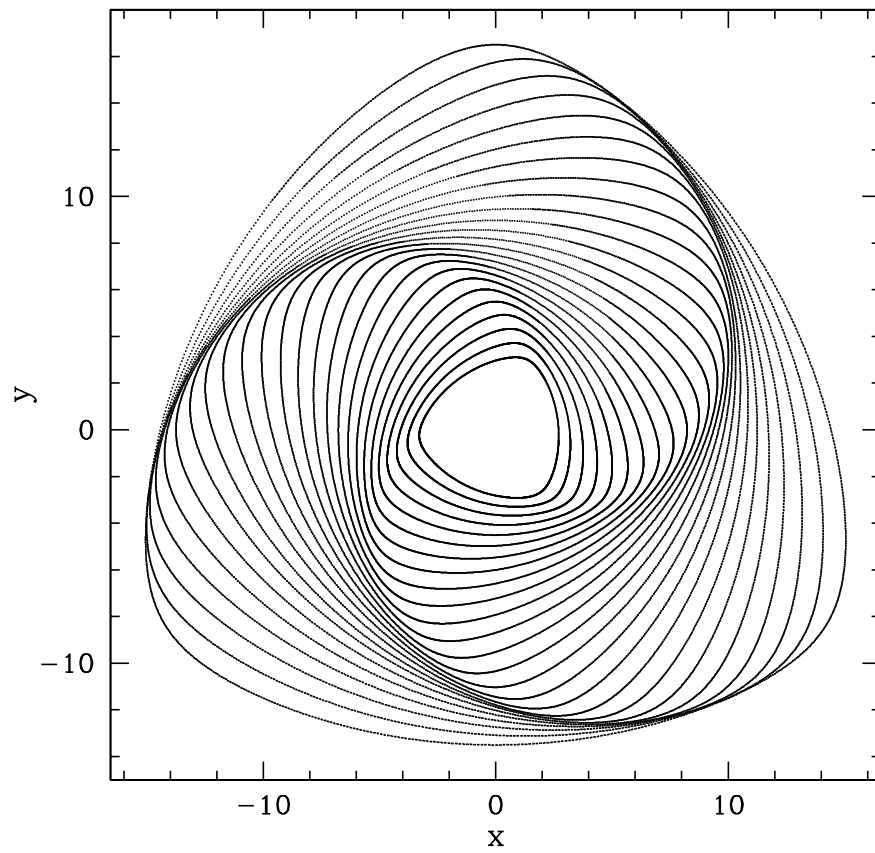


Figura 2.13: Patrón de órbitas generado con la condición $\frac{\Omega - \Omega_p}{\kappa} = \frac{1}{3}$ para cada radio.

3. Las órbitas se consideran como osciladores independientes, pero en realidad no lo son. Los efectos gravitacionales causados por la presencia de la estructura espiral misma alterarían el patrón orbital inicial.
4. Los ángulos de posición de cada órbita son colocados arbitrariamente. No existe una razón física del porqué los ángulos de posición estarían desplazados exactamente de la forma requerida para generar el patrón espiral.

Todos los ingredientes faltantes en el escenario de ondas cinemáticas pueden ser incorporados estudiando los efectos colectivos del gas y las estrellas en presencia de campos gravitacionales espirales autoconsistentes. Sin embargo, las ideas de Lindblad abrieron la puerta por primera vez a la posibilidad de la existencia de ondas de densidad en galaxias espirales.

Otra de las consecuencias importantes del trabajo Lindblad es el concepto de resonancias. Una resonancia ocurre cuando la frecuencia epicíclica es un múltiplo entero de la diferencia entre la velocidad angular y la velocidad del patrón espiral, es decir,

$$\kappa = \pm m [\Omega(R) - \Omega_p]. \quad (2.30)$$

Para $m = 2$ se tienen dos resonancias fundamentales, la resonancia interna de Lindblad (RIL), correspondiente al signo $+$ de la ecuación 2.30, y la resonancia externa de Lindblad (REL), correspondiente al signo menos de la misma ecuación. Para una galaxia de dos brazos, en las resonancias de Lindblad un epiciclo es completado en el tiempo que le lleva a una estrella llegar de un brazo espiral al otro. Debido a que la estrella está en el mismo punto del epiciclo cada vez que encuentra un brazo espiral, recibe el mismo empuje gravitacional cada vez. La respuesta orbital de la estrella será grande, de manera semejante a la respuesta de una cuerda de violín cuando se hace vibrar en su frecuencia natural resonante. Otras resonancias relevantes para estudios de la estructura espiral son el radio de corrotación,² donde $\Omega(R) = \Omega_p$, y la resonancia 4/1 o ultrarmónica, donde tenemos $m = 4$ y el signo positivo de la ecuación 2.30.

²Esta resonancia fue también llamada “resonancia de la partícula” (Contopoulos 1972).

2.3. Ondas de densidad

Las teorías gravitacionales de la estructura espiral pueden dividirse en teorías sobre brazos materiales, y teorías de ondas de densidad locales y globales (sobre el disco entero). También se han desarrollado teorías que tratan de explicar el origen de la estructura espiral incorporando fenómenos magnéticos (Pišmiš 1963, 1970).³ Sin embargo, las teorías magnéticas han sido descartadas debido a que el campo magnético Galáctico es muy débil en comparación con la energía necesaria para producir la estructura espiral (Binney & Tremaine 1987).

Lin y Shu (1964) aplicaron conceptos referentes a ondas de plasmas en su teoría de ondas de densidad para galaxias de disco. Para estudiar este fenómeno, primeramente calcularon el potencial gravitacional generado por cierta distribución de densidad mediante la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho. \quad (2.31)$$

Mediante este potencial, determinaron la respuesta orbital del material en el disco. La distribución de densidad responderá a esta nueva distribución de material. Hicieron coincidir esta distribución de densidad respuesta con la distribución de densidad impuesta, obteniendo un patrón de densidad autoconsistente. Para resolver este problema no existe una solución analítica, debido a que la fuerza gravitacional es de largo alcance, y todos los componentes de la galaxia deben de ser tomados en cuenta. Con base en esto, Lin y Shu derivaron una relación de dispersión para espirales apretadas, es decir, una relación entre $\omega \equiv m\Omega_p$ y el número de onda radial $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, donde λ es la longitud de onda. Esta relación puede ser derivada suponiendo que $|k| \gg 1$, de tal manera que todos los términos proporcionales a $\frac{1}{|k|}$ puedan ser omitidos. Esta última aproximación asintótica es la suposición más importante involucrada en esta teoría. La relación de dispersión para el componente gaseoso del disco derivada por Lin y Shu es :

$$(\omega - m\Omega)^2 = \kappa^2 - 2\pi G\Sigma|k| + k^2v_s^2, \quad (2.32)$$

donde Ω es la frecuencia angular de rotación, κ es la frecuencia epicíclica, Σ es la densidad superficial de masa y v_s es la velocidad de dispersión típica.

³Paris Pismis, de origen armenio y nacionalidad turca, fue la primera astrónoma mexicana en contribuir al estudio de la estructura de las galaxias espirales (<http://www.inaoep.mx/~rincon/paris.html>).

Esta relación de dispersión para el gas incluye los términos de autogravedad y presión, que son dos factores clave faltantes en el escenario de ondas cinemáticas (Bertin & Lin 1996). La relación entre el ángulo de avance,⁴ i , y el número de onda, k , para espirales apretadas es: $\tan i = \left| \frac{m}{Rk} \right|$. El signo de k determina si los brazos tienen forma retrógrada (trailing) o prógrada (leading). De esta manera, para galaxias que rotan en la misma dirección en la que aumenta el ángulo azimutal, los brazos tienen forma retrógrada para $k > 0$ y forma prógrada para $k < 0$. Tomando $m = 0$ (ondas axisimétricas) en la ecuación 2.32 y resolviendo la resultante ecuación de segundo grado para k , obtenemos:

$$k = \frac{2\pi G\Sigma \pm \sqrt{4\pi^2 G^2 \Sigma^2 - 4v_s^2 \kappa^2}}{2v_s^2}. \quad (2.33)$$

El signo \pm de esta ecuación determina si la onda es corta (signo positivo) o es larga (signo negativo).

Del término en la raíz cuadrada de la ecuación 2.33, podemos ver que la inestabilidad axisimétrica del disco gaseoso requiere que se cumpla la condición $4\pi^2 G^2 \Sigma^2 \geq 4v_s^2 \kappa^2$, de donde se deduce el parámetro de Toomre Q :

$$Q = \frac{v_s \kappa}{\pi G \Sigma} \leq 1. \quad (2.34)$$

El disco estelar dinámico se describe por la ecuación no colisional de Boltzmann (también llamada ecuación de Vlasov) para la función de distribución en el espacio fase. El requerimiento no colisional se incluye debido a que el tiempo de relajación de las estrellas en una galaxia, es decir, el tiempo para que una estrella experimente un encuentro fuerte con otra estrella, es de alrededor de 10^{12} años. La relación de dispersión para ondas espirales apretadas en un disco estelar viene dada por:

$$(\omega - m\Omega)^2 = \kappa^2 - 2\pi G\Sigma |k| F \left(\frac{\omega - m\Omega}{\kappa}, \frac{k^2 \sigma_R^2}{\kappa^2} \right), \quad (2.35)$$

donde F es el llamado “factor de reducción” que involucra la velocidad de dispersión radial, σ_R . El parámetro de Toomre para el disco estelar es (Binney & Tremaine 1987):

$$Q = \frac{\sigma_R \kappa}{3.36 G \Sigma}. \quad (2.36)$$

⁴El ángulo entre la tangente al brazo espiral en un cierto punto y un círculo, cuyo centro coincide con el de la galaxia, que cruza el mismo punto (pitch angle).

Nótese la analogía cercana entre los discos gaseosos y estelares.

La longitud de onda más inestable para perturbaciones axisimétricas en un disco de gas con $Q = 1$ es:

$$\lambda_{crit} = \frac{2\pi^2 G\Sigma}{\kappa^2}. \quad (2.37)$$

El parámetro de Toomre sirve como un termómetro para los discos galácticos. Los discos dinámicamente calientes tienen una alta velocidad de dispersión y, por lo tanto, un valor alto del parámetro de Toomre. Los discos moderadamente fríos tienen una baja dispersión de velocidades y baja Q de Toomre. Cuando la velocidad de dispersión es cero, el disco es completamente frío y el parámetro Q de Toomre es igual a cero. De acuerdo a Bertin & Lin (1996), un disco localmente estable a inestabilidades axisimétricas ($Q \geq 1$) puede ser globalmente inestable a las mismas debido a procesos de reflexión y transmisión en las resonancias.

La relación de dispersión general para ondas apretadas en un disco de dos componentes (estrellas y gas) es relativamente complicada (Lin & Shu 1966). Existen también esfuerzos por tratar de incluir el término magnético en la relación de dispersión (Fan & Lou 1997; Lou 1998).

Toomre (1969) calculó la velocidad de grupo para ondas que satisfacen aproximadamente la relación de dispersión de Lin y Shu. Derivando parcialmente la ecuación 2.32 respecto de k , obtenemos:

$$v_g(R) = \frac{\partial\omega(k, R)}{\partial k} = \text{signo}(k) \left(\frac{|k|v_s^2 - \pi G\Sigma}{\omega - m\Omega} \right). \quad (2.38)$$

En galaxias de disco, la velocidad de grupo es también la velocidad a la cual el momento angular y la energía son transportados por las ondas de densidad. La velocidad de grupo determina la dirección y la tasa de transporte radial de momento angular en el disco (Toomre 1969; Lynden-Bell & Kalnajs 1972). Esta velocidad de grupo es del orden de 10 km s^{-1} , lo cual es suficiente para eliminar el patrón espiral completo y traerlo cerca de la resonancia interna de Lindblad en 10^9 años. Se encontró que en dicha resonancia las ondas eran absorbidas (Mark 1971; Toomre 1969). Se pensó entonces que el destino final de las ondas era el de extinguirse, al presentarse una dificultad similar a la del dilema de enrollamiento, pero no tan grave. Esta fue una de las mayores dificultades de la teoría de Lin y Shu en su momento. Surgió entonces la pregunta: ¿cómo se reabastecen las ondas?

El concepto de procesos de retroalimentación fue introducido a finales de los años 60 del siglo pasado. Básicamente, se identifican dos tipos de procesos de retroalimentación. El primero ocurre cuando una onda larga retrógrada (trailing), en la zona de corrotación, es dividida en dos ondas cortas retrógradas. Una de ellas se propaga hacia las regiones externas del disco y la otra se refleja, con mayor amplitud que la señal inicial, hacia el centro de la galaxia (Mark 1976). El segundo, comúnmente conocido como “amplificación de columpio” (swing amplification), sucede cuando una señal prógrada (leading) es convertida en una onda retrógrada de amplitud más alta (Toomre 1981). La amplificación de columpio no está contemplada en la aproximación de espirales apretadas.

La hipótesis de Lin & Shu establece que el patrón espiral se mantiene de forma cuasiestacionaria en el disco. Esto no significa que no evolucione, sino que su evolución es lenta con respecto a la edad del universo. El mismo patrón podría oscilar entre distintos tipos de Hubble a lo largo de su vida (Bertin & Lin 1996).

2.4. Teoría modal

Aunque la propuesta de Lin & Shu establece una solución a la existencia de estructura espiral en galaxias de disco, no brinda información acerca de los posibles mecanismos de excitación de la onda de densidad. Entre estos posibles mecanismos tenemos:

1. La estructura espiral es provocada por agentes externos. Los acercamientos gravitacionales y las consecuentes fuerzas de marea son los agentes responsables de este fenómeno.
2. La barra y/o el bulbo presentes en el disco incitan la formación de ondas en el disco.
3. El fenómeno de ondas de densidad es generado por mecanismos intrínsecos del disco. Modos normales de oscilaciones se generan de manera espontánea y evolucionan de acuerdo a las propiedades físicas y dinámicas del sistema.

Desafortunadamente, debido a los largos tiempos de evolución de los patrones espirales, no es posible discriminar entre estos mecanismos mediante observaciones directas. De igual manera sucede para discernir entre una estructura espiral transiente y una persistencia cuasiestacionaria de la misma. Los encuentros con galaxias masivas como mecanismos excitadores son poco frecuentes. Sin embargo, los encuentros con galaxias pequeñas y nubes de gas han resultado ser más frecuentes de lo que comúnmente se pensaba (e.g., Yun et al. 1994; Vivas et al. 2006). Debe de considerarse también la posibilidad de tener estructura espiral preexistente en el disco, que sólo es modificada por los efectos de las fuerzas de marea, en lugar de que éstas sean la fuente principal de generación de la misma (Oort 1970).

El cambio de énfasis entre la teoría modal y la teoría de ondas se dio a mediados de los años 70 del siglo XX. La mayoría de las morfologías encontradas en la clasificación de Hubble, la clasificación basada en la regularidad de los brazos y las propiedades físicas de los discos son explicadas en el escenario modal de manera plausible.

A primera aproximación el patrón espiral se puede ver como un solo modo de oscilación del disco. En realidad, varios modos se superponen para generar el patrón global observado. Esto es similar a cuerdas de instrumentos de viento que vibran con sus frecuencias características. En estos casos

el fenómeno vibratorio eventualmente decae. En el caso de galaxias de disco, se cree que el fenómeno se mantiene mediante la extracción de energía del gran reservorio presente en forma de energía rotacional y potencial. La resonancia (o resonancias) interna(s) de Lindblad, cuando está(n) presente(s), es (son) la(s) encargada(s) de inhibir la generación de varios modos normales de oscilación, permitiendo solamente la prevalencia de unos pocos de ellos. Por el contrario, la resonancia externa de Lindblad se encarga de generar las condiciones suficientes para incitar los modos naturales de oscilación del sistema (Bertin & Lin 1996). También existen galaxias “torcidas” (lopsided) (Baldwin et al. 1980), donde se considera que el modo “ $m = 1$ ” domina en el disco.

Aunque el contenido de gas en galaxias de disco es apenas del $\sim 10\%$, éste juega un papel muy importante en la generación y el mantenimiento de la estructura espiral (Bertin & Lin 1996). Entre las propiedades importantes del gas podemos mencionar que:

- Al ser dinámicamente frío, actúa como fuente de excitación de inestabilidades axisimétricas.
- Asimismo, evita que la estructura espiral desaparezca al obstaculizar el calentamiento del disco.
- Mediante la disipación de energía en choques espirales a gran escala, equilibra el crecimiento de un gran número modos inestables.

Debido a esto, cuando se modelan discos con el fin de investigar la dinámica de la barra el componente del gas puede ser ignorado, pero cuando se trata de espirales normales no puede ignorarse este componente. Si el contenido de gas en un disco es muy alto, aun cuando exista una estructura espiral de dos brazos bien definida en la población vieja, múltiples brazos de gas pueden generarse con facilidad, debido a su condición dinámica fría. En el caso de galaxias flocculentas, es difícil generar un patrón espiral (estelar) definido debido seguramente a que las estrellas poseen movimientos aleatorios considerables (i.e. tenemos un disco dinámicamente caliente). Podemos identificar tres características físicas que determinan la morfología presente en los discos de galaxias espirales. Estas son: la masa del disco, el contenido de gas, y la temperatura (o velocidad de dispersión) del componente estelar. Cuando la masa del disco es considerable, se generan estructuras de barra como modos de oscilación del sistema; de lo contrario, las barras son difíciles de generar.

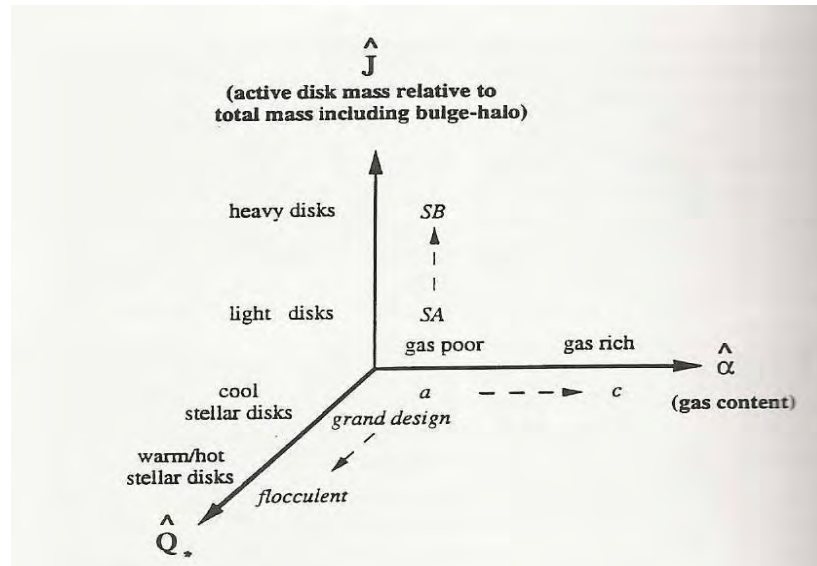


Figura 2.14: Esquema para la clasificación de morfologías de galaxias espirales con base en sus características intrínsecas (figura tomada de Bertin y Lin 1996). La “masa del disco activa” es la involucrada en la generación de estructuras tipo barra o brazos espirales en el disco delgado (Bertin 1999).

Esto explica la aparición de morfologías tipo SB y SA en la clasificación de Hubble. El contenido de gas en el disco determina la secuencia Sa, Sb y Sc en la misma clasificación. Cuando los discos estelares son dinámicamente fríos se tendrán galaxias con brazos tipo gran diseño, y cuando son dinámicamente calientes se originarán galaxias floculentas. En la figura 2.14, se muestra esta estructura de clasificación de morfologías de galaxias espirales de acuerdo con sus características intrínsecas (Bertin 1991). Un aspecto importante del enfoque de la teoría modal es que considera las estructuras barradas y espirales en igualdad de circunstancias, es decir, como modos normales de oscilación del sistema. Cuando se considera la posibilidad de que la estructura espiral no sea intrínsecamente excitada, el enfoque modal no es aplicable.

2.5. Extensión del patrón espiral

En la etapa temprana del estudio de la estructura espiral se determinó que el patrón espiral terminaba en la zona de corrotación (Lin 1970). Posteriormente, mediante mejores modelos numéricos (Donner & Thomasson 1994; Zhang 1996) y análisis teórico (Mark 1976; Lin & Lau 1979; Toomre 1981), pudo demostrarse que el patrón podía extenderse mas allá, hasta la resonancia externa de Lindblad. En estas resonancias (corrotación y la REL), los efectos no lineales se vuelven muy importantes (Contopoulos 1972); la amplitud de la onda de densidad se vuelve infinita en la teoría de Lin y Shu.

Las resonancias de Lindblad actúan como un absorbedor perfecto para movimientos estelares tipo onda de densidad. Para el componente gaseoso la situación es diferente: las resonancias de Lindblad se comportan como absorbedores imperfectos (Lynden-Bell & Kalnajs 1972; Mark 1971) y las señales sólo pueden extinguirse por disipación turbulenta en dichas resonancias.

Por otra parte, Contopoulos & Grosbøl (1986) argumentaron, con base en un análisis orbital no lineal, que las espirales denominadas fuertes (espirales tipo Sb o Sc, con ángulo de avance mayor que $\sim 14^\circ$; Patsis, Contopoulos & Grosbøl 1991) deben terminar en la resonancia 4/1, y que en las espirales menos apretadas el patrón espiral se extiende hasta corrotación. Podemos usar la aproximación epicíclica descrita en la sección 2.2 para tener una idea del transfondo de la teoría de Contopoulos y Grosbøl. Recordemos que la aproximación epicíclica se usó bajo el supuesto de un potencial axisimétrico, y que el potencial real de una galaxia espiral dista mucho de serlo. Si suponemos una curva de rotación plana, la frecuencia epicíclica viene dada por:

$$\kappa(R) = \sqrt{2}\Omega(R). \quad (2.39)$$

Construimos un patrón orbital desde un sistema de referencia no inercial, que rote con velocidad angular Ω_p y donde se cumpla la condición

$$\frac{\Omega(R) - \Omega_p}{\kappa(R)} = \frac{1}{m}. \quad (2.40)$$

Hacemos que m tome valores desde 1 hasta 10, y obtenemos 10 órbitas para 10 radios distintos, como se muestra en la figura 2.15 izquierda. En esta figura, el círculo exterior marca el radio de corrotación a 11 unidades arbitrarias.

Ahora bien, en la misma figura, panel derecho, se muestra el mismo patrón orbital, desde $m = 1$ hasta $m = 4$. Si suponemos que estas órbitas resonantes

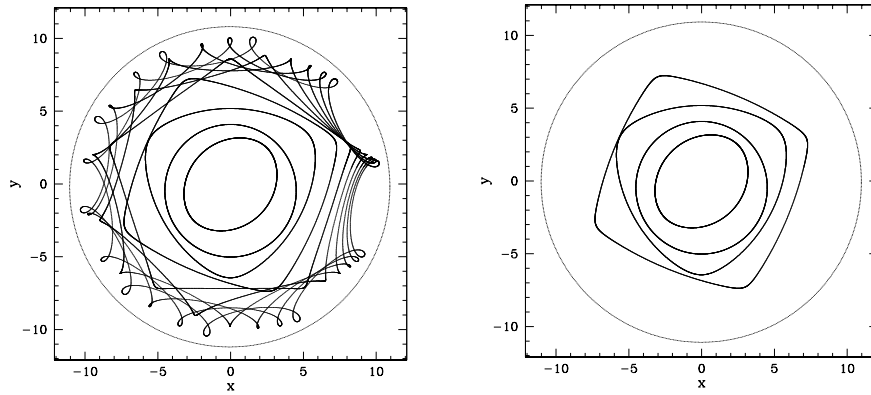


Figura 2.15: *Izquierda:* Patrón orbital desde $m=1$ hasta $m=10$. *Derecha:* Patrón orbital desde $m=1$ hasta $m=4$. El círculo más externo representa corrotación.

son la base de un patrón orbital más elaborado, como el descrito por Contopoulos y Grosbøl, podemos ver que las órbitas pueden apoyar un patrón espiral sólo hasta la resonancia $4/1$; después de ésta, las órbitas comienzan a intersectarse y la respuesta necesaria para generar un patrón orbital espiral es difícil de mantener.

De esta manera se determinó que las resonancias más importantes, en lo que a la extensión del patrón espiral se refiere, son la RIL, la resonancia $4/1$, el radio de corrotación y la REL.

2.6. Estructura espiral y formación estelar

Las ondas de densidad ayudan a explicar muchas de las características observadas en los brazos de galaxias espirales. Antes del radio de corrotación, las veredas de polvo se acumulan en la zona cóncava de los brazos. Se supone que estas veredas de polvo son producto de la compresión del gas, que se colapsa de acuerdo con el criterio de Jeans en estas zonas. Debido a este colapso, el gas molecular se acumula muy cerca de la misma zona en la que se localizan las veredas de polvo.⁵ Estas concentraciones de gas molecular se han observado principalmente con mediciones de CO (Vogel 1988; Schinnerer et al. 2004). El patrón espiral rota con velocidad angular constante, mientras que el material del disco lo hace en forma diferencial. Por lo general las velocidades angulares del patrón espiral observadas son menores que las velocidades de rotación del disco a radios menores que corrotación (donde las velocidades se igualan). Debido a esto, la subsiguiente formación estelar (proveniente del colapso del gas) se generaría después (downstream) de la posición del choque. Los fotones ultravioleta provenientes de estrellas masivas de tipo espectral O y B darían lugar a la formación de grandes regiones HII⁶ a lo largo de los brazos. Las estrellas jóvenes (azules) se trasladarían distancias cortas (respecto al lugar donde nacieron), a diferencia de las estrellas menos masivas (rojas), que tienen una vida más larga y se distribuyen a lo ancho del disco. Este escenario lleva a lo que se que se denomina “gradientes de color” a través del brazo espiral. El mismo escenario también puede ocurrir en las partes más lejanas de los brazos espirales, más allá del radio de corrotación. En este caso el gradiente de edad-color, de estrellas jóvenes-azules a estrellas viejas-rojas, tendrá un sentido inverso al de la rotación del disco.

Este mecanismo de formación estelar es una consecuencia directa del escenario de choque espiral propuesto por Fujimoto (1968) y Roberts (1969). Roberts argumentó que la respuesta del gas a un potencial tipo onda de densidad genera una zona de choque estacionario en el sistema de referencia del patrón espiral. La densidad del gas en la zona de choque se incrementa por un factor de 5 a 10, mientras que las velocidades pueden volverse supersónicas, con cambios de alrededor de 20 a 30 km s⁻¹. En el análisis semianalítico de

⁵Podría existir también gas molecular en la región interbrazo (e.g., González et al. 1998).

⁶En las palabras de Baade en 1963 (Baade & Gaposchkin 1963), “las regiones HII están ensartadas como perlas a lo largo de los brazos”.

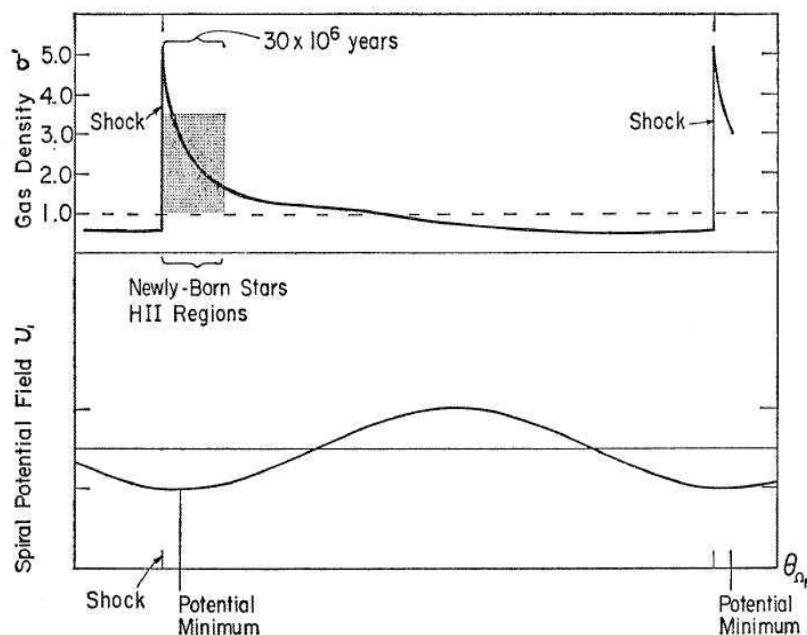


Figura 2.16: Distribución del gas y potencial espiral en el escenario de choque propuesto por Roberts (1969, su figura 6).

Roberts, el choque se encuentra localizado antes del mínimo de potencial que lo genera, como se muestra en la figura 2.16. En las galaxias reales con brazos retrógrados (trailing), las veredas de polvo marcan la posición de estos choques en la parte cóncava de los brazos, antes del radio de corrotación, y en la parte convexa, después del mismo. En la figura 2.17, paneles b y d, se muestra la localización de estos choques según Puerari & Dottori (1997); también se muestra la posición de los choques para galaxias con brazos de forma prógrada (leading).

Se han realizado estudios para tratar de corroborar el escenario propuesto por Roberts, mediante el estudio de la “migración de estrellas jóvenes” (Yuan 1969; Wielen 1973; Fernández et al. 2008). Esto significa que se calculan órbitas estelares hacia atrás en el tiempo para una onda de densidad con cierto ángulo de avance, velocidad de patrón y amplitud. Los resultados dependen del modelo que se adopte.

Se han estudiado también los choques espirales a diferentes alturas sobre el plano medio galáctico (Martos et al. 1999). En estos modelos se tiene un

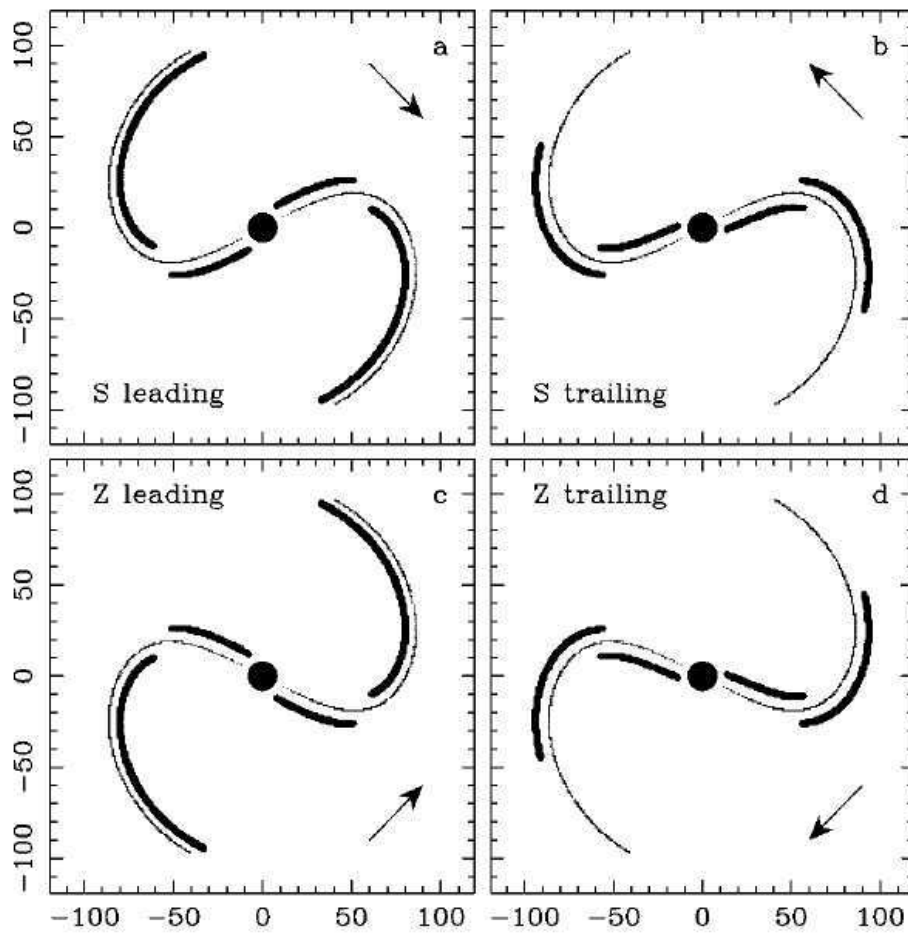


Figura 2.17: Figura 1 de Puerari & Dottori (1997). La forma S o Z de la galaxia depende de la posición que ésta tenga en el plano del cielo. La flecha indica el sentido de rotación. *Línea gruesa*: posición del choque. *Línea delgada*: posición de la onda de densidad. Las posiciones relativas de los choques y de la onda de densidad se invierten en la zona de corrotación.

disco grueso magnetizado, con una capa de gas ionizado extendida verticalmente. Los resultados indican que la formación estelar también puede darse a diferentes alturas sobre el plano galáctico. Las estructuras resultantes semejan a un salto hidráulico [más un choque (Martos & Cox 1998; Gómez & Cox 2002, 2004)], en donde el material se levanta súbitamente en la proximidad del brazo espiral y posteriormente se acelera para “aterrizar” en una región después (downstream) del brazo, muy cerca del plano medio de nuevo.

El escenario de formación estelar inducida por una onda de densidad ha sido debatido por algunos autores (e.g., Elmegreen & Elmegreen 1986). Se debate si la onda de densidad desencadena los procesos de formación estelar o sólo los organiza en un patrón espiral más coherente. El aspecto observacional (Elmegreen 1995) de la discusión incluye:

1. Gradientes de color.
2. Diferencias en la tasa de formación estelar por unidad de masa de gas para casos sin ondas de densidad y con presencia de las mismas.
3. Variaciones de los tamaños de las regiones HII del brazo a la zona interbrazo.

Las observaciones de gradientes de edad-color se ha dificultado principalmente por problemas de confusión con la propias regiones HII y de extinción. Para enfrentar estos problemas, González & Graham (1996) desarrollaron un índice fotométrico sensible a estrellas supergigantes rojas y azules, y libre de enrojecimiento. Mediante este índice, probaron por primera vez la existencia de formación estelar inducida por una onda de densidad en la galaxia M99, en una zona prácticamente libre de emisión $H\alpha$. Se ha encontrado también evidencia de posibles gradientes de edad en nuestra galaxia (Sitnik 1989, 1991; Avedisova 1989) y en la galaxia de Andrómeda (M31, Efremov 1985).

Las observaciones concernientes al aumento de la tasa de formación estelar por unidad de masa de gas para galaxias con y sin la presencia de ondas de densidad ha arrojado resultados tanto favorables (Cepa & Beckman 1989, 1990; Tacconi & Young 1990; Sievers et al. 1991; Seigar & James 2002) como desfavorables (McCall & Schmidt 1986; Elmegreen & Elmegreen 1986; Rengarajan & Verma 1986; Ryder & Dopita 1994) para la formación estelar inducida. Algunos autores (Elmegreen 1995) separan estas observaciones en dos casos. En el primero se comparan las zonas del brazo e interbrazo de la misma galaxia. Aquí es donde se han encontrado la mayoría de los resultados positivos. El segundo caso se refiere a la tasa de formación estelar por

unidad de masa de gas, promediada sobre el disco entero para galaxias con ondas de densidad (i.e., galaxias gran diseño) y sin las mismas (i.e., galaxias flocculentas). Los resultados menos favorables se dan en este segundo caso. El principal problema observacional en esta controversia es que la masa de gas molecular no está bien determinada. Comúnmente la cantidad de gas molecular de hidrógeno (H_2) se infiere a partir de la emisión de monóxido de carbono (CO), aunque también existen otros localizadores, como amoníaco (NH_3) y monosulfuro de carbono (CS). Se usan estos localizadores porque el H_2 no emite radiación en transiciones rotacionales. El problema es que la emisión de estos compuestos depende de su temperatura y densidad y no solamente de la masa de gas molecular; seguramente el factor de transformación entre dicha emisión y la cantidad de H_2 no es constante (Allen 1996).

En lo que respecta a la variación con la fase espiral de los tamaños de las regiones HII, los resultados demuestran que las regiones HII sí son selectivamente más grandes en los brazos que en la zona interbrazo (Georgelin & Georgelin 1976; Kennicutt & Hodge 1980; Rumstay & Kaufman 1983; García Gómez & Athanassoula 1993). En cuanto a las diferencias en la función de luminosidad para regiones HII, también dependiendo de la fase espiral, hay observaciones que las encuentran (Cepa & Beckman 1990; Rand 1992; Banfi et al. 1993) y otras que no (Knapen et al. 1993).

Debido a toda esta controversia en las observaciones, la relevancia de la hipótesis de formación estelar inducida por ondas de densidad no ha quedado comprobada satisfactoriamente hasta ahora.

2.7. Poblaciones estelares simples

En el presente trabajo se investigó la presencia de gradientes de color a través de los brazos espirales en galaxias, mediante la comparación de fotometría superficial profunda con modelos de síntesis de poblaciones estelares.

El objetivo de la síntesis de poblaciones estelares es usar todo nuestro conocimiento acerca de la formación y evolución de estrellas de todos los tipos espectrales, así como de sus propiedades espectro-fotométricas, para poder inferir características generales de las poblaciones estelares que encontramos en el universo. Estas características son función del tiempo, la tasa de formación estelar (TFE), la función inicial de masa (FIM) y la metalicidad de la población estelar. Para modelar las poblaciones estelares simples, es decir de una sola edad y una sola metalicidad, se debe computar la distribución de estrellas en el diagrama Hertzsprung-Russell (HR o color-magnitud).⁷ Una vez conocida esta distribución, los espectros individuales de cada estrella pueden ser sumados para obtener el espectro resultante de la población estelar. La teoría de evolución estelar nos proporciona las funciones $L(m, Z, t)$ (luminosidad) y $T_{eff}(m, Z, t)$ (temperatura efectiva), para cada valor de masa estelar m al tiempo t , lo que permite determinar la evolución de cualquier estrella en el diagrama HR.

Una población de estrellas con cualquier historia de formación estelar puede ser interpretada como una serie de brotes instantáneos, es decir, de poblaciones estelares simples. La manera de calcular la distribución de estrellas en el diagrama HR puede variar entre distintos autores, aunque la física involucrada sea la misma. En los modelos de Bruzual & Charlot (2003) se interpolan isócronas continuas en masa a partir de un conjunto de trazas evolutivas previamente determinadas. Los conjuntos de trazas utilizadas en los modelos de BC03 se denominan:

- Trazas evolutivas de Padua (Padova en italiano e inglés) 1994.
- Trazas de Padua 2000.
- Trazas de Ginebra (Geneva).

⁷El diagrama HR es un resultado empírico que muestra la relación entre la magnitud absoluta de una estrella y su color. Existe una relación entre el color de una estrella y T_{eff} , por un lado, y entre la magnitud absoluta y la luminosidad.

Todos estos conjuntos de trazas de evolución estelar son recopiladas de distintos autores. Las isócronas interpoladas son pobladas con estrellas de distintas masas de acuerdo a la FIM. Los modelos de BC03 utilizan las funciones iniciales de masa de Salpeter (1955) y de Chabrier (2003). La parametrización de Salpeter viene dada por:

$$\frac{dN}{d\log m} = \phi(\log m) \propto m^{-1.35}; \quad (2.41)$$

tomando la derivada de $\log m$ respecto a m , la ecuacion anterior equivale a:

$$\phi(m) \propto m^{-2.35}. \quad (2.42)$$

La cantidad $\phi(m)dm$ indica el número de estrellas (N) entre masas m y $m + dm$, de tal manera que:

$$dN(m) \propto m^{-2.35}dm. \quad (2.43)$$

La correspondiente parametrización de Chabrier (2003) está dada por:

$$\phi(\log m) \propto \begin{cases} \exp\left[-\frac{(\log m - \log m_c)^2}{2\sigma^2}\right], & \text{para } m \leq 1M_{\odot}, \\ m^{-1.3}, & \text{para } m > 1M_{\odot}, \end{cases} \quad (2.44)$$

donde $m_c = 0.08M_{\odot}$ y $\sigma = 0.69$. En la figura 2.18 se muestran las dos parametrizaciones de la FIM mencionadas. La gráficas son similares para estrellas con masas mayores a $1 M_{\odot}$ solar; sin embargo, la FIM de Chabrier predice un número menor de estrellas con masas menores a $1 M_{\odot}$ en comparación con la predicción de Salpeter.

Para una población estelar simple donde todas las estrellas nacen al instante $t = 0$, la masa total en estrellas, para la FIM de Salpeter, puede calcularse mediante:

$$M \propto \int_{m_L}^{m_U} m\phi(m)dm = C \int_{m_L}^{m_U} m^{-1.35}dm, \quad (2.45)$$

donde m_U corresponde al límite superior de masa de nuestra FIM y m_L , al límite inferior. En los modelos de BC03 la constante de normalización C se escoge de tal manera que la masa total en estrellas sea $1 M_{\odot}$.

BC03 identificaron un gran número de fases evolutivas importantes en las trazas estelares. Al interpolar las isócronas correspondientes, la distribución

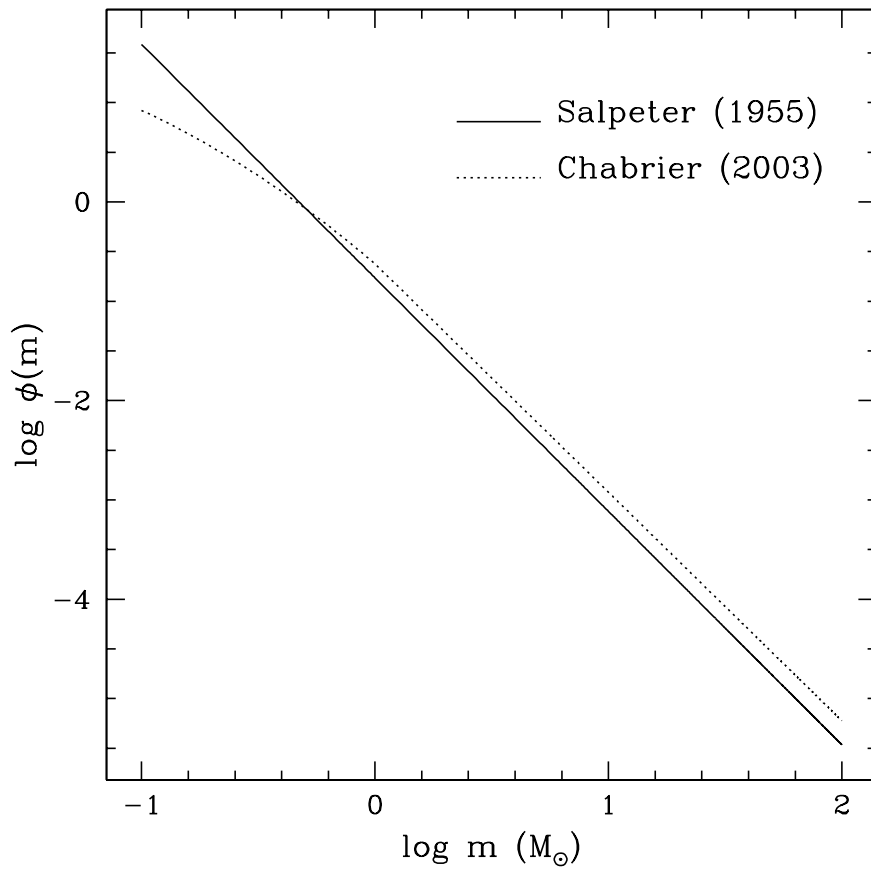


Figura 2.18: Comparación entre la FIM de Salpeter (1955) y la FIM de Chabrier (2003). La masa total en estrellas está normalizada a $1 M_{\odot}$.

Cuadro 2.1: Diferentes bibliotecas de espectros estelares de BC03.

Nombre	Tipo
BaSeL	teórica
STELIB	observacional
Pickles	observacional

resultante es continua (y suave) en masa y edad para la población estelar. Esta técnica es denominada “síntesis de isócronas”.

Una vez que se tienen computadas las isócronas en el diagrama HR, se asigna un espectro a cada fase evolutiva para proceder a crear el espectro resultante de todas las estrellas pertenecientes a nuestra población estelar simple. Mediante modelos teóricos de atmósferas, se han generado en la literatura espectros teóricos para estrellas de diferentes metalicidades, gravedades superficiales y temperaturas efectivas. A través de observaciones en la vecindad solar se han recopilado espectros para estrellas de metalicidades solares (o cercanas).

En la tabla 2.1 se muestran las diferentes bibliotecas espectrales empleadas en los modelos de BC03, las cuales poseen distintos rangos de longitudes de onda y diferente resolución espectral. La biblioteca de “Pickles” es para metalicidad solar, mientras que “BaSeL” y “STELIB” tienen distintos rangos de Z . Se pueden combinar todas las bibliotecas espectrales para cubrir un mayor intervalo en el espectro electromagnético. En las figuras 2.19 y 2.20 se muestran dos espectros de poblaciones estelares simples con metalicidad solar, así como sus diagramas color-magnitud. Las edades correspondientes de cada espectro son $t = 0$ y $t = 12$ Gaños.

Existen en la literatura nuevas bibliotecas espectrales, que podrían ser utilizadas de acuerdo a su disponibilidad en modelos de síntesis de poblaciones de estrellas. Entre estas bibliotecas podemos mencionar (Bruzual 2004):

- Biblioteca observacional “Hubble new generation” (HNGSL) (Heap & Lanz 2003). Incluye el rango ultravioleta.
- Biblioteca observacional “UVES POP (Paranal Observatory Project)” (Bagnulo et al. 2003).
- Biblioteca observacional “Indo US” (Valdes et al. 2004).

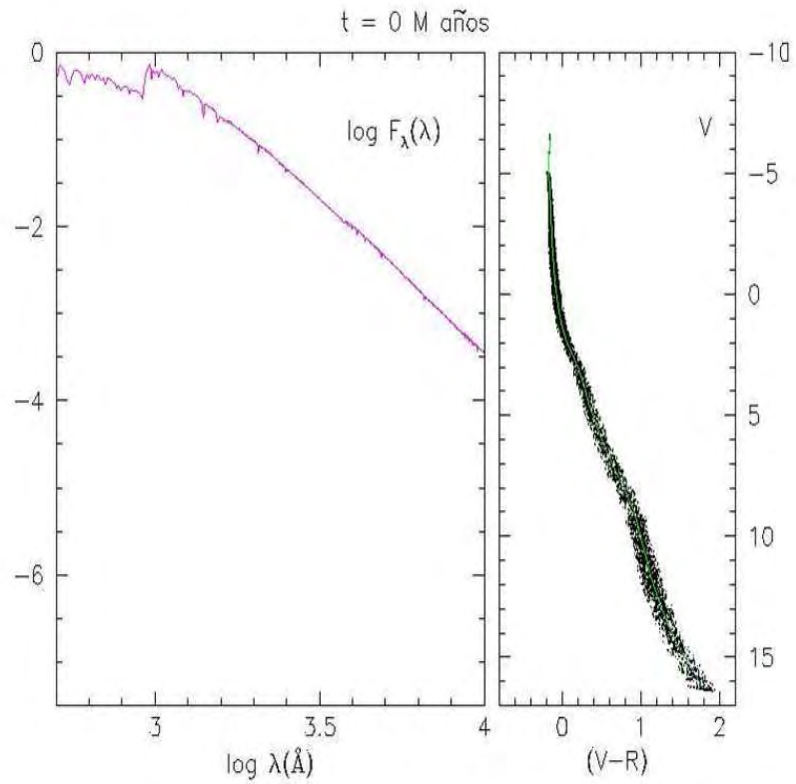


Figura 2.19: Distribución de energía espectral (izquierda) y diagrama color-magnitud (derecha) de una población estelar simple de metalicidad solar, calculados con modelos de síntesis de poblaciones estelares de Bruzual & Charlot (2003). La edad del brote es de 0 años (crédito: Bruzual, G.).

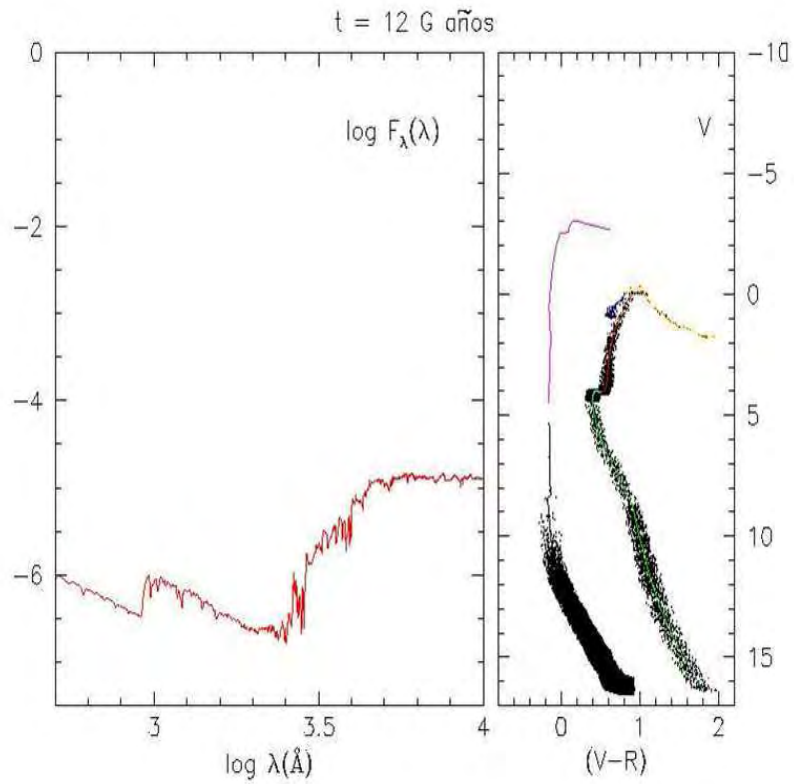


Figura 2.20: Distribución de energía espectral (izquierda) y diagrama color-magnitud (derecha) de una población estelar simple de metalicidad solar, calculados con modelos de síntesis de poblaciones estelares de Bruzual & Charlot (2003). La edad del brote es de 12 Gaños (crédito: Bruzual, G.).

- Biblioteca observacional “MILES” (Sánchez-Blázquez et al. 2003).
- Biblioteca teórica “IAG, atlas of theoretical model atmospheres”. Proyecto a largo plazo de varios autores (e.g., Coelho et al. 2003).

2.8. Poblaciones estelares compuestas

Una población estelar caracterizada por una tasa de formación estelar $\psi(t)$ y una ley de enriquecimiento metálico $\zeta(t)$ puede ser descrita mediante (Tinsley 1980):

$$F_\lambda(t) = \int_0^t \psi(t-t') S_\lambda[t', \zeta(t-t')] dt', \quad (2.46)$$

donde $F_\lambda(t)$ es la radiación electromagnética irradiada en la longitud de onda λ , por una población estelar compuesta de edad t , y S_λ es la radiación electromagnética emitida por unidad de longitud de onda y por unidad de masa por la población estelar simple correspondiente a la isócrona al tiempo t' . S_λ es función de la metalicidad del brote instantáneo de población estelar al tiempo $t - t'$. En esta ecuación se supone que la FIM es independiente del tiempo. La tasa de formación estelar utilizada puede ser del tipo exponencial, constante, de duración finita, delta de Dirac (en este caso se tendría una población estelar simple), o alguna combinación de estas. La distribución espectral estará compuesta por la integración de todas las contribuciones de poblaciones estelares simples.

Una forma de establecer la confiabilidad de los modelos de síntesis de poblaciones es mediante la comparación de diagramas de color magnitud obtenidos de éstos con los obtenidos para cúmulos estelares observados. Una comparación es favorable no necesariamente implica que los modelos estén correctos, puesto que el mismo modelo podría ajustar cúmulos con diferentes propiedades físicas. Una posible solución consiste en restringir algunos de los parámetros físicos del cúmulo de manera independiente.

Existen muchas aplicaciones de los modelos de síntesis de poblaciones estelares. Entre estas aplicaciones podemos mencionar el estudio de las fluctuaciones de brillo superficial, distribuciones espectrales de energía, propiedades fotométricas,⁸ historias de formación estelar, enriquecimiento químico, análisis de muestras grandes de galaxias (e.g., el Sloan Digital Sky Survey) y determinación de edades de poblaciones estelares. Cuando se trata de inferir edades con base en las características espectrales de una población estelar, se debe tomar en cuenta la degeneración edad-metalicidad presente en los modelos. El mismo modelo podría aplicarse a una población vieja con me-

⁸En este tipo de estudios deben incluirse las funciones de respuesta de los filtros utilizados para poder comparar con las observaciones.

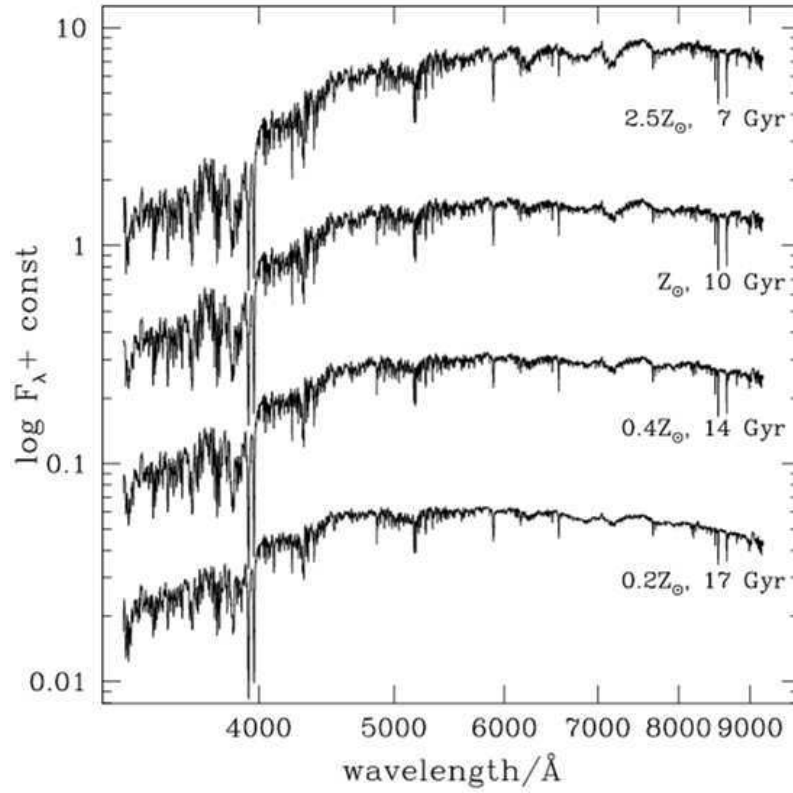


Figura 2.21: Figura 10 de Bruzual & Charlot (2003). Distribuciones espectrales de energía para una población estelar simple, con varias metalicidades y diferentes edades.

talidad baja y a una población joven con metalicidad alta. La figura 2.21 muestra algunos espectros para una población estelar simple que ilustran este efecto. Ciertas características espectrales de absorción de líneas ayudan a romper este tipo de degeneración existente en los modelos.

2.9. Modelos recientes (2007) de poblaciones estelares

En la presente investigación se utilizó la versión preliminar de los modelos de poblaciones estelares de Charlot y Bruzual (2007, en preparación). Estos modelos difieren de los BC03 en el tratamiento de la fase pulsante térmica de la rama asintótica de las gigantes (TP-AGB). Esta fase es difícil de modelar debido a los pulsos térmicos estelares, los cambios en la abundancia superficial debidos a dragados de material del interior de la estrella, la pérdida de masa en forma de vientos estelares, y la eyección de la envoltura estelar para formar una nebulosa planetaria. Los modelos recientes de Charlot y Bruzual (CB07) incorporan las isócronas para la fase TP-AGB de Marigo & Girardi (2007). Nuevos espectros estelares para estas estrellas no están incluidos en estos modelos preliminares, pero lo serán en la versión final de los mismos, además de nuevas trazas evolutivas para la fase pre-AGB (Bertelli et al. 2008). La inclusión de estas mejoras en los modelos recientes implica menores magnitudes K (estrellas más brillantes) y enrojecimiento de los colores en el infrarrojo cercano en general.

Idealmente los modelos de poblaciones estelares deberían considerar también las contribuciones al espectro electromagnético de estrellas binarias, sistemas múltiples, discos circunestelares, planetas, supernovas, componentes nebulares y emisión de polvo. Actualmente se está realizando investigación para incluir todos estos aspectos en los modelos, aunque la física involucrada en algunos de ellos no está bien entendida en su totalidad.

Capítulo 3

Artículo

3.1. Spiral triggering of SF in SA & SAB galaxies

(Spiral density wave triggering of star formation in SA and SAB galaxies)

Eric E. Martínez-García, Rosa Amelia González-Lópezlira^{1,2,3}
*Centro de Radioastronomía y Astrofísica, UNAM, Campus Morelia,
Michoacán, México, C.P. 58089*

`e.martinez@crya.unam.mx`, `r.gonzalez@crya.unam.mx`

and

Gustavo Bruzual-A.

*Centro de Investigaciones de Astronomía, Apartado Postal 264, Mérida
5101-A, Venezuela*

¹Visiting astronomer at Kitt Peak National Observatory, National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA), under cooperative agreement with the National Science Foundation.

²Visiting astronomer at Cerro Tololo Inter-American Observatory, National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the AURA, under contract with the National Science Foundation.

³Visiting astronomer at Lick Observatory, which is operated by the University of California.

3.1.1. Abstract

Azimuthal color (age) gradients across spiral arms are one of the main predictions of density wave theory; gradients are the result of star formation triggering by the spiral waves. In a sample of 13 spiral galaxies of types A and AB, we find that 10 of them present regions that match the theoretical predictions. By comparing the observed gradients with stellar population synthesis models, the pattern speed and the location of major resonances have been determined. The resonance positions inferred from this analysis indicate that 9 of the objects have spiral arms that extend to the outer Lindblad resonance (OLR); for one of the galaxies, the spiral arms reach the corotation radius. The effects of dust, and of stellar densities, velocities, and metallicities on the color gradients are also discussed.

3.1.2. Introduction.

Density wave phenomena have been proposed to explain the spiral structure seen in disk galaxies (Lindblad 1963; Lin & Shu 1964; Toomre 1977; Bertin et al. 1989a,b). Observationally, these phenomena are best studied in the near infrared (near-IR), especially the K -band, that mostly traces the old stars in the disk (e.g., Rix & Rieke 1993). The old stellar disk, however, has a disordered optical counterpart of young stars, gas, and dust (Zwicky 1955; Block & Wainscoat 1991), so the question arises whether the spiral structure, seen in near-IR bands, and the star formation, seen in the optical bands, are coupled or not. If disk dynamics and star formation are indeed related, the star formation rate per unit gas mass should be affected by the presence of the density wave. Unfortunately, H_2 cannot be directly observed, and the relation between detected CO and total H_2 mass is a whole controversial topic in itself (e.g., Allen 1996, and references therein).

The alternative approach of comparing star formation rates, past (as traced by optical and near-IR surface photometry) and present (as probed by $H\alpha$ emission), in galaxies with different Hubble types has been carried out; as a result, both a positive correlation between disk dynamics and star formation (e.g., Seigar & James 2002), and the absence of such a correlation (e.g., Ryder & Dopita 1994; Elmegreen & Elmegreen 1986) have been claimed.

In this work, we will focus on the relation between star formation and density wave phenomena, as proposed in the large scale shock scenario (Roberts

1969; Shu et al. 1972). Evidence has been gathered, from observations of dust, gas compression (e.g., Mathewson et al. 1972; Visser 1980), and molecular clouds (Vogel 1988; Schinnerer et al. 2004) near the concave regions of spiral arms, that suggests that star formation is triggered there. Through a simple interpretation of these ideas and observations, the existence of azimuthal color-age gradients has been predicted. As seen in Fig. 3.1, if we assume that the spiral pattern rotates with constant angular speed, and that the gas and stars have differential rotation, a corotation region exists where these two angular speeds are equal. At smaller radii, bursts of star formation take place where the differentially rotating gas overtakes the spiral wave, and show up as brilliant HII regions (e.g., Morgan et al. 1952; Elmegreen & Elmegreen 1983a). As young stars age, they drift away from their birth site, thus creating a color gradient. Star formation can occur also beyond the corotation radius, when the spiral pattern overtakes the gas. The assumption that the pattern rotates with constant angular speed can be corroborated with numerical simulations (Thomasson et al. 1990; Donner & Thomasson 1994; Zhang 1998), but the only observational evidence of this premise is the apparent persistence of the spiral structure for up to a Hubble time in nearby galaxies (Elmegreen & Elmegreen 1983b), in avoidance of the winding dilemma.

Another way to test the assumption of constant angular speed of the spiral pattern is by the dynamical consequences it has on the disk environment and material. In this regard, the prediction of azimuthal color gradients can be seen as another test of the spiral density wave theory. So far, the search for these color gradients has in general yielded inconclusive results (Schweizer 1976; Talbot et al. 1979; Cepa & Beckman 1990; Hodge et al. 1990; del Río & Cepa 1998), and a few exceptional positive cases like Efremov (1985) for M31, Sitnik (1989) for the Milky Way, and González & Graham (1996) for the spiral galaxy M 99.

González & Graham (1996, GG96 hereafter) used for the first time a supergiant sensitive and reddening-free photometric index⁴ to trace star formation, defined as:

$$Q(rJgi) = (r - J) - \frac{E(r - J)}{E(g - i)}(g - i). \quad (3.1)$$

Using the extinction curves of Schneider et al. (1983), and Rieke & Lebofsky (1985) for a foreground screen, the color excess term is $E(r - J)/E(g - i) =$

⁴See Binney & Merrifield (1998), for other reddening-free indices.

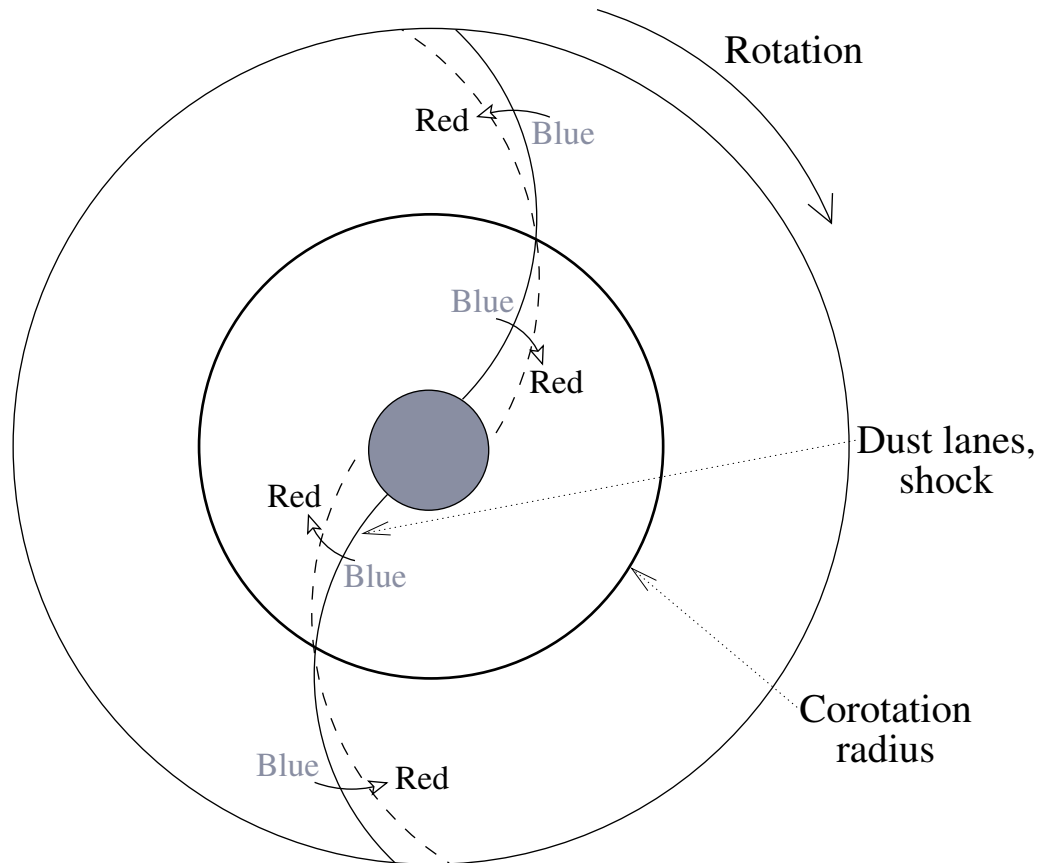


Figura 3.1: Stellar age gradients across the spiral arms are indicated by arrows that go from blue to red. The azimuthal age gradients are produced by stars born in the spiral shock, where the shocked interstellar medium forms a dust lane, that later drift away as they age. The direction of the gradients changes at the corotation radius, R_{CR} . Inside this radius, the disk material overtakes the spiral wave, and beyond it the spiral wave catches up with the material [see also figure 1 in Puerari & Dottori (1997)].

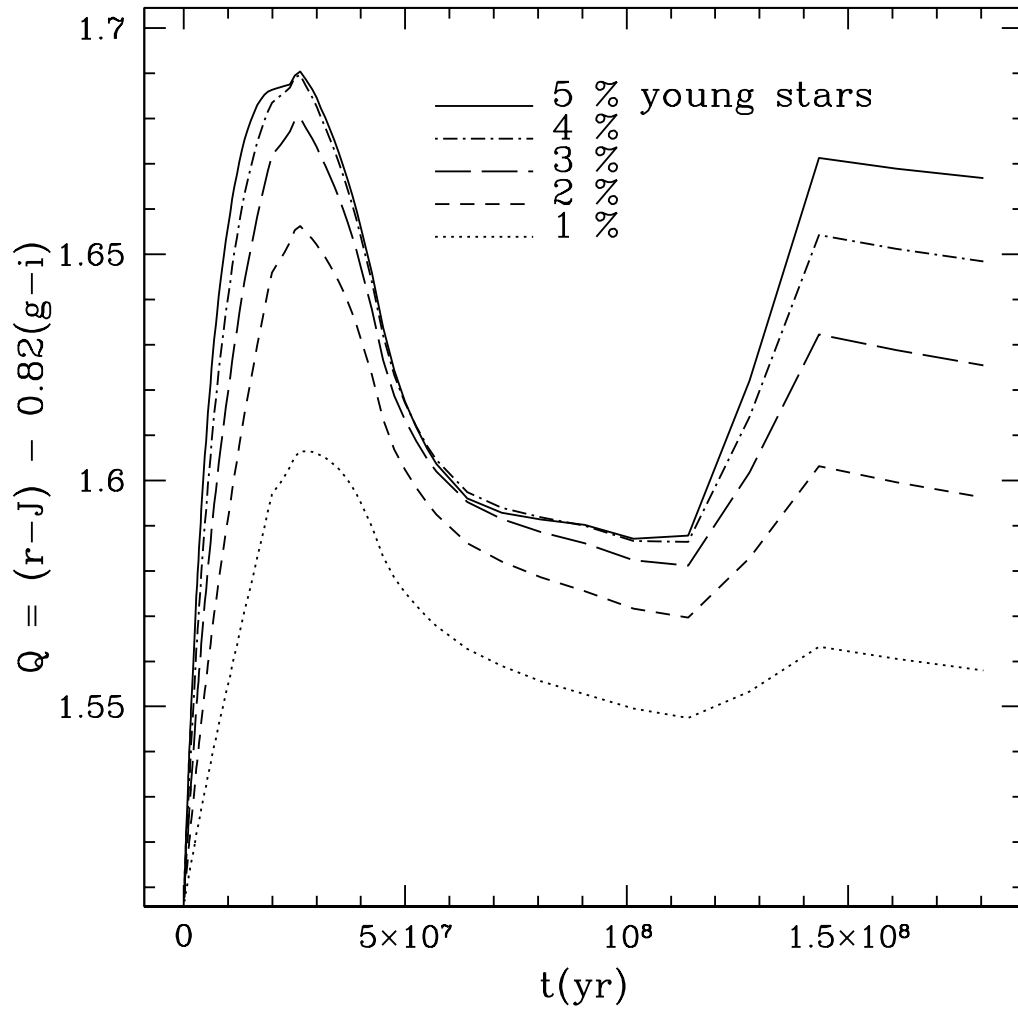


Figure 3.2: Theoretical $Q(rJgi)$ vs. time, CB07 models. The duration of the burst is 2×10^7 years, with a Salpeter IMF; the fraction of young stars ranges from 1% to 5% by mass. Lower and upper mass limits are 0.1 and $10 M_{\odot}$, respectively.

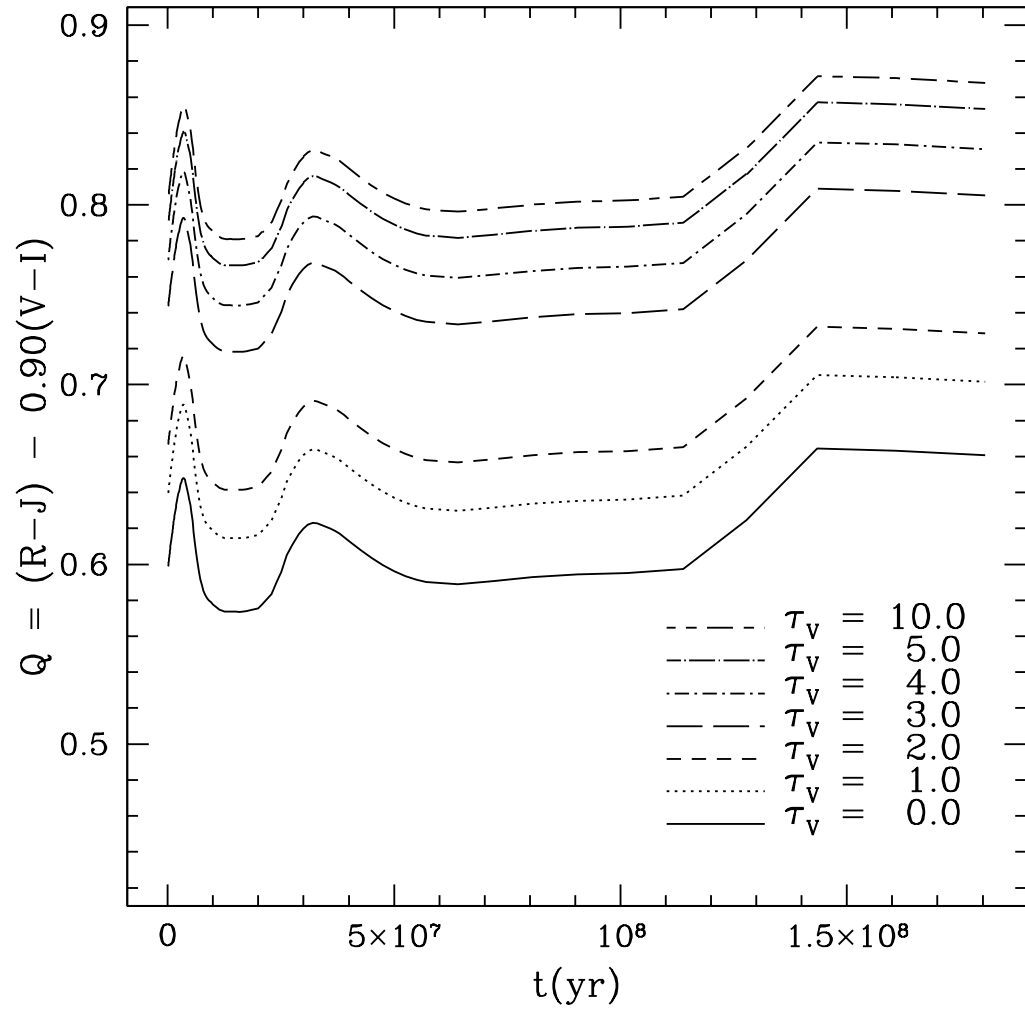


Figura 3.3: Model Johnson filter $Q(RJVI)$ vs. time (t) for CB07 models, reddened as per the “starburst galaxy” model of Witt et al. (1992). The duration of the burst is 2×10^7 years, with a Salpeter IMF and 2% by mass of young stars. Lower and upper mass limits are 0.1 and $100 M_{\odot}$, respectively.

0.82. According to population synthesis models, following a star formation burst the $Q(rJgi)$ photometric index increases its value for $\sim 2.6 \times 10^7$ years, and then starts to decline, as shown in Fig. 3.2 for most recent Charlot & Bruzual (2007, in preparation, CB07 hereafter) models with different stellar mixtures in which young stars constitute from 1% to 5% by mass. Dust lanes arising from spiral shocks are expected to precede the azimuthal color gradients, hence the importance of reddening-free diagnostics. With the stellar population synthesis (SPS) models of Bruzual & Charlot (1993), and the radiative transfer models of Bruzual, Magris & Calvet (1988) and Witt et al. (1992), GG96 investigated the behavior of $Q(RJVI)$ for mixtures of dust and stars with different relative spatial distributions. The main effect of a mixture of dust and stars on the Q index, illustrated in Fig. 3.3 for the CB07 population synthesis models, is to increase its value relative to the $\tau = 0$ and foreground dust screen cases, and $Q(RJVI)$ is no longer reddening-free when $\tau_V > 2$.⁵ However, the requirement that $\tau_V < 2$ is likely fulfilled by the disks of nearly face-on galaxies (Peletier et al. 1995; Kuchinski et al. 1998; Xilouris et al. 1999); moreover, as stars age, dust dissipates, and reddening diminishes (e.g., Charlot & Fall 2000).

Based on their study of M 99, GG96 propose that real data are best matched by SPS models with 0.5% to 2%, by mass, of young stars. These values are in accordance with the amount of B light in the arms contributed by young stars, as estimated by Schweizer (1976). GG96 also hypothesize there is an inverse correlation between high-mass star-forming regions and detectable azimuthal color gradients. The color gradient in M 99 lies where no HII regions are identified in $H\alpha$ images of the galaxy. This counterintuitive finding could help explain the dearth of positive detections to date, if contamination from bright emission lines produced in HII regions around the most massive stars masks the color gradients associated with star formation in spiral shocks (Shu 1997). On the other hand, evidence has been found recently of star forming regions with very few massive stars that generate only scant $H\alpha$ emission (Indebetouw et al. 2008). In this investigation we apply the GG96 method, using the $Q(rJgi)$ photometric index, to a new sample of galaxies in order to search for and analyze color-age gradients near spiral arms.

⁵The same conclusion can be applied to $Q(rJgi)$, since the optical bands R , V , and I have approximately the same effective wavelengths, respectively, as the r , g , and i filters; the main difference between both sets is that the latter passbands are narrower.

Color gradients: the link between star formation and spiral dynamics.

According to various studies, spiral density waves must propagate between orbital resonances (Lin 1970; Mark 1976; Lin & Lau 1979; Toomre 1981; Contopoulos & Grosbøl 1986). Of these resonances, the most important ones are the inner Lindblad resonance (ILR), the 4:1 resonance, corotation (CR), and the outer Lindblad resonance (OLR).⁶

Azimuthal color-age gradients retain some information about the stellar drift relative to the spiral shock, allowing us to obtain Ω_p , the angular velocity of the spiral pattern. In order to find Ω_p from the gradient information, we can use:

$$\Omega_p = \frac{1}{t} \left(\int_0^t \frac{\vec{v}(t') \cdot \hat{\varphi}(t')}{R(t')} dt' - (\theta_{\text{shock}} + \Delta\theta) \right), \quad (3.2)$$

$$\Delta\theta = \cot(-i) \ln \left(\frac{R(t)}{R(0)} \right), \quad (3.3)$$

where t is the age of the young stellar population at an angle θ_{shock} away from the shock position (t' is a variable of integration), $\vec{v}(t')$ is the velocity vector of the young stellar population in an inertial reference system; $\hat{\varphi}(t')$ is the unit vector in plane polar coordinates ρ, φ , in a non-inertial reference system; $R(t')$ is the orbital radius of the studied region, measured from the center of the disk to the center of mass of the young stellar population;⁷ and i is the arm pitch angle,⁸ if the azimuthal angle increases in the direction of rotation and the spiral arms trail. The angular quantity $\Delta\theta$ accounts for the logarithmic spiral shape of the shock. Assuming the departures from circular motion are small, we have:

$$\Omega_p = \frac{1}{R_{\text{mean}}} \left(\frac{\int_0^t v_{\text{rot}}(t') dt'}{t} - \frac{d}{t} \right), \quad (3.4)$$

where R_{mean} is the mean orbital radius of the studied region, v_{rot} is the circular orbital velocity in an inertial reference system, and t is the age of

⁶At the ILR (OLR), the epicyclic frequency $\kappa = \pm 2(\Omega - \Omega_p)$; $\kappa = 4(\Omega - \Omega_p)$ at the 4:1 resonance.

⁷ $R(t)$ corresponds to θ_{shock} .

⁸The angle between a tangent to the spiral arm at a certain point and a circle, whose center coincides with the galaxy's, crossing the same point.

the young stellar population at the azimuthal distance d from the shock. Expanding the term $\int_0^t v_{rot}(t')dt'$ in a Taylor series, we get :

$$\Omega_p = \frac{1}{R_{mean}} \left(\frac{(v_{rot})|_0 t + \frac{1}{2} \left(\frac{dv_{rot}}{dt'} \right) |_0 t^2 + \zeta}{t} - \frac{d}{t} \right), \quad (3.5)$$

where ζ represents higher order terms in the expansion. According to theory (e.g., Roberts 1969; Slyz et al. 2003), the higher order terms may account for 20-30 km s⁻¹, a quantity that is of the same order as the mean rotation velocity error, after considering the uncertainty due to galaxy inclination (see Table 3.4). Hence, we can neglect the higher order terms in eq. 3.5, such that $v_{rot} \sim \text{constant}$, and obtain

$$\Omega_p \cong \frac{1}{R_{mean}} \left(v_{rot} - \frac{d}{t} \right). \quad (3.6)$$

Ω_p is found by stretching the model (which gives Q as a function of t) to fit the data (where Q is a function of d).

3.1.3. Observations and data reduction.

Our total sample of objects consists of 31 almost face-on spiral galaxies of various Hubble types, with angular diameters between 4' and 6'. This sample was chosen from the Uppsala general catalogue of galaxies (UGC; Nilson 1973), the ESO-Uppsala survey of the ESO (B) atlas (Lauberts 1982), and the Second reference catalogue of bright galaxies (de Vaucouleurs et al. 1976). From this sample, we further select for their analysis in the present paper 13 A and AB (de Vaucouleurs 1959) galaxies, based on the visual inspection of their 2-D images in the $Q(rJgi)$ photometric index. In this diagnostic, the disks of some of the galaxies in our original sample of 31 clearly appear divided in two halves, each one with a different average value of Q . The analysis of these “ Q effect” galaxies and of the remaining barred galaxies will be undertaken in subsequent publications.

The data were acquired during 1992-1995 with four different telescopes: the Lick Observatory 1-m, the Kitt Peak National Observatory (KPNO) 1.3-m, and the Cerro Tololo Interamerican Observatory (CTIO) 0.9-m and 1.5-m telescopes. Deep photometric images were taken in the optical filters g , r , and i , and in the near-IR J , K_s (Persson et al. 1998) or K' (Wainscoat

Cuadro 3.1: Filter characteristics

Filter	λ_{eff}	FWHM
<i>g</i>	5000Å	830Å
<i>r</i>	6800Å	1330Å
<i>i</i>	7800Å	1420Å
<i>J</i>	1.25 μ m	0.29 μ m
<i>K_s</i>	2.16 μ m	0.33 μ m
<i>K'</i>	2.11 μ m	0.35 μ m

& Cowie 1992). Effective wavelengths and widths of all the filters are listed in Table 3.1; the observation log for the 13 galaxies is shown in Table 3.2.

The CCD at the Lick 1-m telescope was a Ford 2048², with a pixel scale of 0".185 pixel⁻¹. For the infrared observations at Lick, the same telescope was fitted with the LIRC-2 camera; it had a 256² NICMOS II detector, with a 1".145 pixel⁻¹ plate scale. The CTIO 0.9-m optical telescope used a Tek 1024² and a Tek 2048² CCDs, both with a 0".4 pixel⁻¹ plate scale. The CTIO infrared observations were performed at the 1.5-m telescope, with the CIRIM instrument, which used a 256² NICMOS3 array; the CIRIM focus was adjusted to give a 1".16 pixel⁻¹ plate scale. The KPNO infrared observations were made with the IRIM camera, that employed a 256² NICMOS3 array, with a 2" pixel⁻¹ plate scale.

The data were reduced with the image processing package IRAF⁹ (Tody 1986, 1993), using standard techniques. For the optical data, overscan and trimming corrections were first applied. Bias subtraction and flat field division corrections were used. Master flats were produced from stacks of twilight flats that were averaged pixel by pixel, after scaling each flat by its median value and sigma-clipping deviant pixels; the master flats were then divided by their mean pixel value. For sky subtraction, the sky level was determined by masking bright objects in the image and subsequently fitting a constant value to the remaining pixels, after rejection iterations. To produce mosaics, individual frames were superpixelated by a factor of 2 in each dimension, and registered to the nearest half (original) pixel. Before adding into the fi-

⁹IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

Cuadro 3.2: Observation Log

Object	Filter	Exposure(s)	Telescope	Date (month/year)
NGC 4939	<i>g</i>	2700.	CTIO 0.9 m	3/94
	<i>g</i>	300.	Lick 1 m	4/94
	<i>r</i>	2400.	CTIO 0.9 m	3/94
	<i>r</i>	300.	Lick 1 m	4/94
	<i>i</i>	3600.	CTIO 0.9 m	3/94
	<i>i</i>	300.	Lick 1 m	4/94
	<i>J</i>	840.	Kitt Peak 1.3 m	3/94
	<i>K_s</i>	515.	"	"
NGC 3938	<i>g</i>	600.	Lick 1 m	4/94
	<i>r</i>	300.	"	"
	<i>i</i>	1189.	"	2/94, 4/94
	<i>J</i>	1252.	Lick 1 m	2/95
	<i>J</i>	600.	Kitt Peak 1.3 m	3/94
	<i>K_s</i>	560.	"	"
NGC 4254	<i>g</i>	4443.	Lick 1 m	4/94
	<i>r</i>	2100.	"	"
	<i>i</i>	3308.	"	"
	<i>J</i>	501.	Lick 1 m	2/95
	<i>J</i>	960.	Kitt Peak 1.3 m	3/94, 11/94
	<i>K_s</i>	590.	"	"
NGC 7126	<i>g</i>	3900.	CTIO 0.9 m	9/94
	<i>r</i>	3900.	"	"
	<i>i</i>	3900.	"	"
	<i>J</i>	300.	CTIO 1.5 m	9/95
	<i>K_s</i>	390.	"	9/95
NGC 1417	<i>g</i>	3600.	Lick 1 m	9/93, 10/93
	<i>r</i>	5048.	"	9/93, 10/93, 11/93
	<i>i</i>	3600.	"	9/93, 10/93
	<i>J</i>	720.	Kitt Peak 1.3 m	9/93
	<i>K_s</i>	256.	"	"
NGC 7753	<i>g</i>	4500.	Lick 1 m	11/93, 10/94, 11/94
	<i>r</i>	5812.	"	"
	<i>i</i>	5307.	"	"
	<i>J</i>	626.	Lick 1 m	10/94
	<i>K'</i>	113.4	"	"
NGC 6951	<i>g</i>	6120.	Lick 1 m	6/92, 8/92, 9/93
	<i>r</i>	6900.	"	"
	<i>i</i>	6296.	"	7/92, 8/92, 9/93
	<i>J</i>	2136.	Lick 1 m	9/93, 11/94
	<i>J</i>	4140.	Kitt Peak 1.3 m	7/94
	<i>K_s</i>	608.	"	9/93, 11/94

Cuadro 3.3: Observation Log-Continued

Object	Filter	Exposure(s)	Telescope	Date (month/year)
NGC 5371	<i>g</i>	5100.	Lick 1 m	6/92, 3/93, 4/94
	<i>r</i>	6600.	"	"
	<i>i</i>	2375.	"	6/92, 4/94
	<i>J</i>	501.	Lick 1 m	2/95
	<i>J</i>	870.	Kitt Peak 1.3 m	3/94
	<i>K_s</i>	520.	"	"
NGC 3162	<i>g</i>	5400.	Lick 1 m	3/93, 11/93, 4/94, 10/94, 11/94
	<i>r</i>	6000.	"	4/93, 11/93, 4/94, 10/94, 11/94
	<i>i</i>	1800.	"	11/93, 4/94, 10/94, 11/94
	<i>J</i>	990.	Kitt Peak 1.3 m	3/94
	<i>K_s</i>	560.	"	"
NGC 1421	<i>g</i>	3600.	CTIO 0.9 m	9/94
	<i>r</i>	3600.	"	"
	<i>i</i>	3550.	"	"
	<i>J</i>	2241.	Lick 1 m	10/94, 12/94
	<i>J</i>	330.	CTIO 1.5 m	9/94
	<i>J</i>	300.	Kitt Peak 1.3 m	11/94
	<i>K_s</i>	160.	CTIO 1.5 m	9/94
	<i>K_s</i>	60.	Kitt Peak 1.3 m	11/94
NGC 7125	<i>g</i>	3900.	CTIO 0.9 m	9/94
	<i>r</i>	3900.	"	"
	<i>i</i>	3900.	"	"
	<i>J</i>	600.	CTIO 1.5 m	9/95
	<i>K_s</i>	285.	"	"
NGC 918	<i>g</i>	4500.	Lick 1 m	11/93, 10/94, 11/94
	<i>r</i>	4500.	"	"
	<i>i</i>	5400.	"	"
	<i>J</i>	2567.	Lick 1 m	10/94, 12/94
	<i>K'</i>	897.6	"	"
NGC 578	<i>g</i>	3900.	CTIO 0.9 m	9/94
	<i>r</i>	3600.	"	"
	<i>i</i>	4800.	"	"
	<i>J</i>	240.	CTIO 1.5 m	9/95
	<i>K_s</i>	375.	"	"

nal mosaic, cosmic rays were removed by comparing each individual image with a median one.

A correction for non-linearity was applied to the near-IR data. The correction was obtained by adjusting a polynomial function, pixel by pixel, to dome flats of increasing exposure times, taking into account variations in the count-rate between exposures. During observations, frames were mostly taken in the sequence SKY-SKY-OBJECT-OBJECT-SKY-SKY... Objects in the sky were masked, and the sky frames were median scaled, averaged, and subtracted from the object. This procedure also takes care of dark current removal. Flat field corrections were applied with master flats derived from dome flats. Cosmic ray removal and mosaic registering were done with the same procedure used for the optical data.

The optical calibration was performed using synthetic photometry in the Thuan-Gunn system (Thuan & Gunn 1976; Wade et al. 1979). This system is based on the standard star BD+17°4708, to which the magnitude $g = 9.5$, and the color indices $g - r = r - i = 0$ are assigned. Synthetic magnitudes for other spectrophotometric standards¹⁰ were obtained by means of the following relation:

$$\text{mag}_{syn} = -2.5 \log_{10} \left(\frac{\int_0^\infty f_\lambda R(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty R(\lambda) d\lambda} \right) + ZP, \quad (3.7)$$

where f_λ is the absolute spectral energy distribution of the star in $\text{ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$; ZP is the zero point, and $R(\lambda)$ is the system response curve, including the quantum efficiency of the detector, the transmission function of the filter, and the effect of atmospheric absorption. The atmospheric transmission curve for the northern hemisphere observations was taken from Hayes (1970), and for CTIO from Hamuy et al. (1992). The absolute fluxes were obtained, for BD+17°4708 from Oke & Gunn (1983), and for the remaining standard stars from Stone (1977), Massey et al. (1988), Massey & Gronwall (1990), Hamuy et al. (1992), and Hamuy et al. (1994). Individual galaxy frames taken under photometric conditions were used for calibration, and mosaics were scaled to such photometric data.

For the infrared data, we only had one photometric season at KPNO and none at CTIO. In order to obtain a uniform photometry, we calibrated our J and K_s data with images from the Two Micron All Sky Survey (2MASS,

¹⁰Feige 15, 25, 34, 56, 92, 98; Kopff 27; LTT 377, 7987, 9239; EG 21; BD+40°4032; and Hiltner 600.

Skrutskie et al. 1997, 2006). For the K' data, we use photometric standards from Hawarden et al. (2001), and adopt $K' = K + 0.2(H - K)$ (Wainscoat & Cowie 1992). We do not include color correction terms in our infrared calibration, but take this systematic error into account in the zero point uncertainty.

Finally, the optical images were degraded to the lower resolution of the infrared images, and aligned with them in order to proceed.

Prior to analysis proper, the images were deprojected using position angles ($P.A.$) and isophotal diameter ratios taken from the Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (RC3, de Vaucouleurs et al. 1991), unless indicated otherwise in Table 3.4. The inclination angle (α) was obtained using the simple approximation $\cos \alpha = (b/a)$.

The spiral arms were then unwrapped by plotting them in a θ vs. $\ln R$ map (Iye et al. 1982; Elmegreen et al. 1992). Under this geometric transformation, logarithmic spirals appear as straight lines with slope = $\cot(-i)$, where i is the arm pitch angle. Following the procedure used by GG96, the phase of θ was then changed for each (fixed) value of $\ln R$, until the arms appeared horizontal. This way, selected regions with candidate color gradients can be easily collapsed in $\ln R$ to yield 1-D plots of intensity vs. distance; features in such plots have a higher signal-to-noise ratio than in 2-D images, and can be directly compared to the SPS models.

3.1.4. The $Q(rJgi)$ photometric index and the stellar population synthesis models.

With the aim of tracing star formation across the spiral arms of disk galaxies we use the $Q(rJgi)$ reddening-free photometric index, as defined by GG96. The $Q(rJgi)$ index was chosen between different possible filter combinations for two reasons: (1) the quotient of relevant color excesses is close to unity, and hence all bands involved have similar weights, and (2) because the SPS models (e.g., Bruzual & Charlot 2003) predict a detectable gradient. To explain how Q works, GG96 express it in logarithmic form:

$$Q(rJgi) = \log_{10} \frac{I_g^{2.05} I_J^{2.50}}{I_r^{2.50} I_i^{2.05}}, \quad (3.8)$$

where I_x is the light intensity in each filter. In active star forming regions, blue and red supergiants dominate the scene, and the $Q(rJgi)$ index has

Cuadro 3.4: Galaxy parameters

Name	Type	P.A. (degrees)	a/b	v_{max} (km s ⁻¹)	Radial velocity (km s ⁻¹)	Distance (Mpc)
NGC 4939	SA(s)bc	10	1.95 ± 0.13	207.5 ± 7.6	3111 ± 5	46.5 ± 4.0
NGC 3938	SA(s)c	52^a	1.10 ± 0.05	39.2 ± 3.6	809 ± 4	15.8 ± 1.4
NGC 4254	SA(s)c	68^b	1.15 ± 0.05	106.7 ± 6.4	2407 ± 3	16.5 ± 1.1^c
NGC 7126	SA(rs)c	80	2.19 ± 0.15	152.4 ± 2.8	3054 ± 8	44.6 ± 3.8
NGC 1417	SAB(rs)b	10	1.62 ± 0.11	205.1 ± 4.3	4120 ± 17	57.1 ± 4.8
NGC 7753	SAB(rs)bc	50	1.58 ± 0.15	164.8 ± 9.5	5163 ± 4	72.1 ± 6.1
NGC 6951	SAB(rs)bc	170	1.20 ± 0.08	144.2 ± 6.0	1426 ± 6	24.9 ± 2.1
NGC 5371	SAB(rs)bc	8	1.26 ± 0.09	177.0 ± 11.8	2553 ± 7	43.5 ± 3.7
NGC 3162	SAB(rs)bc	31^a	1.20 ± 0.08	76.6 ± 7.8	1298 ± 7	23.7 ± 2.1
NGC 1421	SAB(rs)bc	0	4.07 ± 0.28	165.9 ± 8.8	2090 ± 5	29.3 ± 2.5
NGC 7125	SAB(rs)c	110	1.45 ± 0.10	104.2 ± 18.2	3054 ± 8	44.6 ± 3.8
NGC 918	SAB(rs)c	158	1.70 ± 0.16	112.5 ± 6.2	1509 ± 4	21.7 ± 1.8
NGC 578	SAB(rs)c	110	1.58 ± 0.07	117.8 ± 4.1	1630 ± 4	22.7 ± 1.9

Note. - Col. (2) and (3). Types and position angles from RC3. Col. (4). Isophotal diameter ratio derived from the R_{25} parameter in RC3. Col. (5). Maximum rotation velocity obtained from the HI data of Paturel et al. (2003), not corrected for inclination. Col. (6). Heliocentric radial velocity from RC3. Col. (7). Hubble distance obtained from the heliocentric radial velocity and the infall model of Mould et al. (2000).

^aPaturel et al. (2000)

^bPhookun et al. (1993)

^cDistance to Virgo from Mei et al. (2007), adopted since NGC 4254 (M 99) is a member of the Virgo cluster (the procedure used for the other galaxies yields a Hubble distance of 40.2 ± 3.5 Mpc).

higher values because the g and J bands in the numerator of eq. 3.8 are tracing, respectively, the light from these stars. Conversely, when star formation activity is poor, the $Q(rJgi)$ index has a relative lower value.

For the present work, we use a preliminary version of the CB07 models for comparison with the observations.¹¹ A star formation burst was added to a background population of old stars with an age of 5×10^9 years; both components have a Salpeter IMF. Using an older background population makes no difference in $Q(rJgi)$. The burst has a duration of 2×10^7 years, in accordance with the age spread of OB associations inferred from observations (e.g., Elmegreen & Lada 1977; Doom et al. 1985; Massey et al. 1989; Burningham et al. 2005).¹²

¹¹The CB07 code uses the Padova 1994 single stellar population evolutionary tracks as assembled and described by (Bruzual & Charlot 2003), but includes the new prescription for stellar evolution in the thermally-pulsating asymptotic giant branch (TP-AGB) by Marigo & Girardi (2007). Some differences between the two sets of models are illustrated in Eminian et al. (2008).

¹²The star formation timescale in these OB associations is a matter of debate. The magnetic field-regulated model of star formation (Shu, Adams & Lizano 1987) predicts timescales in the range 5-10 Myr, while in the supersonic turbulence-regulated star forma-

Each of the four bands needed to produce the model $Q(rJgi)$ index was calculated as shown below for g :

$$g_{\text{csp}}(t) = -2.5 \log_{10}(\beta_I 10^{-0.4g_{\text{yng}}(t)} + \beta_{II} 10^{-0.4g_{\text{old}}}), \quad (3.9)$$

where $g_{\text{csp}}(t)$ is the g -band surface brightness, in mag arcsec⁻², of the composite model stellar population (csp) made up of young and old stars, at time t after the formation of the young stars. β_I and β_{II} are, respectively, the fractions of young and old stars by mass ($\beta_{II} = 1 - \beta_I$); $g_{\text{yng}}(t)$ is the g surface brightness of the young single stellar population at time t ; and g_{old} is the g -band surface brightness of the old single stellar population. The same holds for the r , i , and J bands.

3.1.5. Results.

For the time being, we adopt models with constant stellar velocity (i.e., stellar orbits are assumed to be circular) and with a constant fraction of young stars of 2% by mass. IMF upper mass limits of both 10 and 100 M_{\odot} are considered. No data were matched by the models with $M_{\text{upper}} = 100M_{\odot}$, however. We also use models with solar metallicity in both populations, and shift them to the surface brightness level observed from the data for each object. A possible reason for the need of this shift is metallicity, as will be explained in § 3.2.3. The rigorous application of more complex models would require an individual treatment of each galaxy and region.

Once Ω_p is known, it is possible to locate major resonances in the galaxy deprojected images, thus providing a link between the color gradients and the dynamics of the spiral disk. That is, if the gradients are indeed caused by star formation in large-scale shocks, the positions of the spiral endpoints must be consistent with the location of major resonances, as deduced from a comparison between the derived Ω_p and the known orbital velocity.

tion model (e.g., Ballesteros-Paredes, Hartmann & Vázquez-Semadeni 1999) the process up to the of pre-main-sequence stars takes around 3 Myr. Mouschovias et al. (2006) discuss observational evidence from external galaxies, indicating that the lifetime of molecular clouds and the timescale of star formation are $\sim 10^7$ years. However, Ballesteros-Paredes & Hartmann (2007) propose that the large age spread observed in OB associations is due to successive generations of stars, triggered by the effects of stellar energy input through photoionization, stellar winds, and supernovae. This process eventually slows down as gas gets dispersed and the gravitational potential changes. Our adopted time for star formation (2×10^7 years) is in accordance with the observational results, although the details of the star formation processes involved may differ.

There are rotation curves available in the literature for a few objects in our sample, but observed with different criteria. With the purpose of homogenizing our sample, we use the HI data of Paturel et al. (2003), who give the maximum rotation velocity uncorrected for inclination. These values are shown in Table 3.4. An important aspect to notice in equation 3.6 is that R_{mean} , v_{rot} , and d depend on the inclination angle α used to deproject the images. An independent variable form of this equation is shown in the Appendix (see equation 6.1), which we use to obtain the uncertainty in Ω_p . Also, in order to determine Ω_p , the distance to the object must be known. We use the model of Mould et al. (2000) to convert galaxy heliocentric velocities, obtained from the RC3 catalogue, to Hubble flow velocities; from these we find the distance, adopting $H_0 = 71 \pm 6 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Mould et al. 2000). At small redshift, the uncertainty in the model is expected to be $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$. The uncertainty for any *single* galaxy is about 100 km s^{-1} , plus the field dispersion (perhaps as big as 250 km s^{-1} , and much larger in cluster cores), added in quadrature. The model works well for groups and clusters locally, and less well (by definition) for individual galaxies, unless they are in a quiet part of the flow (Huchra, J. P. 2008, private communication). The heliocentric velocities for our objects and the distances derived from this model are shown in Table 3.4. To obtain the distance uncertainty we propagate the errors of the heliocentric and infall velocities in the equations of the Mould et al. model.

All the spiral arms visible in the mosaics were inspected for profiles similar to those expected from azimuthal color gradients. Only a few regions across the arms of the analyzed objects present profiles that match the theoretical expectations. These regions are marked in the optical mosaics of each individual object. The $Q(rJgi)$ index data, tracing star formation; the $(g - J)$ data, outlining the dust lane location, and the K_s (or K') data, following the density wave, are shown for each single region. The site with the highest $(g - J)$ value (i.e., the highest extinction) is taken as the origin of the (azimuthal) distance (in kpc), which increases in the sense of rotation; the direction of rotation was inferred assuming that arms are trailing. The comparison between model and data $Q(rJgi)$ index is shown in separate figures, where the vertical error bars correspond to $\pm 1\sigma$ of the computed uncertainty in Q , including read-out noise and sky subtraction. The horizontal bars represent the uncertainty in the “stretch” applied to the the model in order to fit the data. This is ultimately an uncertainty in the stellar drift velocity and, hence, in Ω_p , and is obtained as explained in the Appendix. We include

in this error an estimate of the different stretch that would be required by models with variable densities, velocities and metallicities discussed in § 3.2 (see figure 3.35). The resonance locations determined once Ω_p was obtained from stretching the stellar population model to the data are marked on the infrared mosaics. The observed parameters for each region and the derived dynamic ones are summarized in Table 3.5. The Q index magnitude offset, applied to the solar metallicity model with 2 % of young stars in order to fit the data, is also listed.

From our K_s and K' data we obtain visually the location of the spiral endpoints in our objects. In some few cases the signal-to-noise ratio was too low, and the J or the optical i images were used instead. The positions of the derived spiral endpoints, as well as the wavelength used, are listed in Table 3.5. We compare these spiral endpoints with the locations of major resonances (4:1 resonance, corotation, and OLR) inferred from the $Q(rJgi)$ index data and the stellar models, as described in § 3.1.2. For objects with more than one studied region we choose the one with the lowest uncertainty and the best match with the spiral endpoints. The selected regions are marked with an asterisk in Table 3.5. The results of this analysis are summarized in Fig. 3.4; the vertical axis corresponds to the R_{res}/R_{end} ratio, where R_{res} is the location of the major resonance derived from the analysis, and R_{end} is the spiral endpoint obtained from the data.

With the exception of NGC4254 (M 99), objects are organized by Hubble type (from SAbc to SABc). Remarks in the caption of Fig. 3.5 apply also to figures 3.6 – 3.28, unless indicated in individual captions.

NGC 4254 : [Figures 3.5 - 3.6] Although NGC 4254 is a “ Q effect” galaxy with two asymmetric halves in this diagnostic, we include it here as a test of the consistency of our procedure vis-à-vis its first application by GG96. The resonance positions computed for region NGC 4254 A (the same analyzed by GG96) place the spiral endpoint for the corresponding arm at the OLR. Even though the Ω_p for region NGC 4254 B differs from the value obtained for region A, the spiral endpoint of the arm to which this region belongs matches the position of its OLR too!¹³ Not surprisingly for a “ Q effect” galaxy, region B Q values are also 0.03 magnitudes below those for region A. Given the fact that the two gradients yield different values for Ω_p but their

¹³Results differ when adopting $V_{rot} = 140 \text{ km s}^{-1}$ and $\alpha = 42^\circ$, as derived by Phookun et al. (1993) and used by GG96. With these values, $\Omega_p = 19.0 \pm 2 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ and $R_{CR} = 92''.2 \pm 9''.0$ for region A. The resonance positions, however, have similar values within the errors.

Cuadro 3.5: Observed and derived dynamic parameters.

Region number	Galaxy and region	R_{mean} (arcsec)	R_{mean} (kpc)	R_{end} (arcsec)	R_{end} (kpc)
1	NGC4254 A*	66.4 ± 0.25	5.3 ± 0.4	157.5 ± 7.5 (K_s)	12.6 ± 0.8
2	NGC4254 B	49.3 ± 0.25	3.9 ± 0.3		
3	NGC4939 A*	129.4 ± 0.25	29.2 ± 2.5	145 ± 5 (K_s)	32.7 ± 2.8
4	NGC3938 A*	30.7 ± 0.25	2.3 ± 0.2	100 ± 5 (K_s)	7.7 ± 0.7
5	NGC7126 A*	34.6 ± 0.15	7.5 ± 0.6	118.9 ± 2.9 (i)	25.7 ± 2.2
6	NGC1417 A	22.6 ± 0.25	6.3 ± 0.5	60 ± 5 (J)	16.6 ± 1.4
7	NGC1417 B*	25.3 ± 0.25	7.0 ± 0.6		
8	NGC1417 C	20.4 ± 0.25	5.7 ± 0.5		
9	NGC7753 A*	33.7 ± 0.15	11.8 ± 1.0	95.7 ± 5.8 (i)	33.5 ± 2.8
10	NGC6951 A*	38.8 ± 0.25	4.7 ± 0.4	105 ± 5 (K_s)	12.7 ± 1.1
11	NGC5371 A	32.2 ± 0.25	6.8 ± 0.6	115 ± 5 (K_s)	24.3 ± 2.1
12	NGC5371 B*	41.8 ± 0.25	8.8 ± 0.7		
13	NGC3162 A	33.0 ± 0.25	3.8 ± 0.3	75 ± 5 (J)	8.6 ± 0.8
14	NGC3162 B*	35.7 ± 0.25	4.1 ± 0.4		
15	NGC1421 A	34.6 ± 0.15	4.9 ± 0.4	92.8 ± 2.9 (K_s)	13.2 ± 1.1
16	NGC1421 B	57.5 ± 0.15	8.2 ± 0.7		
17	NGC1421 C*	80.0 ± 0.15	11.4 ± 1.0		
18	NGC7125 A	33.6 ± 0.15	7.3 ± 0.6	95.7 ± 2.9 (J)	20.7 ± 1.8
19	NGC7125 B*	79.1 ± 0.15	17.1 ± 1.5		
20	NGC7125 C	45.3 ± 0.15	9.8 ± 0.8		
21	NGC918 A*	32.1 ± 0.15	3.4 ± 0.3	75.4 ± 5.8 (K')	7.9 ± 0.7
22	NGC578 A*	75.2 ± 0.15	8.3 ± 0.7	95.7 ± 2.9 (K_s)	10.5 ± 0.9
23	NGC578 B	67.8 ± 0.15	7.5 ± 0.6		

Note.- Col. (3) and (4). Mean radius of the studied regions, in arcsec and kpc, respectively. Col. (5) and (6). Radius of the spiral endpoint, in arcsec and kpc, respectively, and bandpass used to determine it.

Cuadro 3.6: Observed and derived dynamic parameters-Continued.

Region number	Galaxy and region	Q_{offset} (mag)	Ω_p ($\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$)	R_{CR} (arcsec)	R_{CR} (kpc)
1	NGC4254 A*	-0.13 ± 0.05	33.5 ± 8.2	81.0 ± 8.6	6.5 ± 0.7
2	NGC4254 B	-0.16 ± 0.05	47.7 ± 11.4	57.0 ± 5.6	4.6 ± 0.4
3	NGC4939 A*	0.0 ± 0.06	12.3 ± 0.8	87.5 ± 5.3	19.7 ± 1.2
4	NGC3938 A*	$+0.09 \pm 0.06$	33.8 ± 12.9	36.9 ± 5.2	2.8 ± 0.4
5	NGC7126 A*	0.0 ± 0.09	19.7 ± 2.2	40.2 ± 4.1	8.7 ± 0.9
6	NGC1417 A	-0.15 ± 0.06	35.1 ± 4.7	26.8 ± 2.9	7.4 ± 0.8
7	NGC1417 B*	-0.18 ± 0.06	29.9 ± 4.1	31.5 ± 3.6	8.7 ± 1.0
8	NGC1417 C	-0.15 ± 0.06	33.6 ± 5.2	28.1 ± 3.6	7.8 ± 1.0
9	NGC7753 A*	$+0.07 \pm 0.09$	11.7 ± 2.8	51.7 ± 9.0	18.1 ± 3.2
10	NGC6951 A*	$+0.14 \pm 0.07$	49.9 ± 12.8	43.2 ± 5.0	5.2 ± 0.6
11	NGC5371 A	-0.01 ± 0.05	31.2 ± 7.6	44.3 ± 6.1	9.3 ± 1.3
12	NGC5371 B*	$+0.03 \pm 0.05$	20.8 ± 6.5	66.6 ± 13.3	14.0 ± 2.8
13	NGC3162 A	0.0 ± 0.06	14.7 ± 8.3	81.8 ± 33.5	9.4 ± 3.8
14	NGC3162 B*	0.0 ± 0.06	25.0 ± 8.3	48.0 ± 7.9	5.5 ± 0.9
15	NGC1421 A	$+0.05 \pm 0.09$	16.6 ± 3.5	72.6 ± 13.9	10.3 ± 2.0
16	NGC1421 B	-0.04 ± 0.09	0.5 ± 2.2	2230.1 ± 15820.0	316.8 ± 2247.2
17	NGC1421 C*	-0.05 ± 0.09	22.3 ± 1.7	54.0 ± 3.6	7.7 ± 0.5
18	NGC7125 A	0.0 ± 0.09	9.6 ± 4.3	69.4 ± 22.1	15.0 ± 4.8
19	NGC7125 B*	0.0 ± 0.09	10.8 ± 1.7	61.7 ± 4.8	13.3 ± 1.0
20	NGC7125 C	-0.02 ± 0.09	9.8 ± 3.2	68.5 ± 12.6	14.8 ± 2.7
21	NGC918 A*	$+0.07 \pm 0.05$	33.4 ± 5.7	39.6 ± 4.9	4.2 ± 0.5
22	NGC578 A*	-0.2 ± 0.09	15.0 ± 1.9	92.2 ± 9.7	10.1 ± 1.1
23	NGC578 B	-0.16 ± 0.09	15.2 ± 2.2	90.8 ± 10.9	10.0 ± 1.2

Note.- Col. (3). Q index magnitude offset, applied to the solar metallicity model with 2% of young stars in order to fit the data. Col. (4). Spiral pattern speed. Col. (5) and (6). Corotation radius, in arcsec and kpc, respectively.

corresponding arms end at their respective OLR, we hypothesize that the “ Q effect” is related to the dynamics of the disk.

NGC 4939: [Figures 3.7 - 3.8] From the location of the dust lanes in this region, it is hard to determine the age gradient direction and hence whether it occurs inside or outside corotation. If one assumes it is outside corotation (inverse gradient), the spiral endpoints are located near the OLR, as shown in Fig. 3.7. If, contrariwise, one assumes the age gradient is inside corotation, the spiral endpoints may coincide with the location of the 4:1 resonance (see Fig. 3.8). Region NGC 4939 A has a shape that differs from the models, a fact that could be explained if the galaxy metallicity is different from the one assumed (see § 3.2.3).

NGC 3938: [Figure 3.9] The signal-to-noise ratio for the optical images of this galaxy is lower than for other objects in the sample. The dynamical parameters inferred from the data yield resonance positions that do not match the location of the spiral endpoints.

NGC 7126: [Figure 3.10] The inferred locations of major resonances do not match any spiral endpoint in the K_s mosaic, which has a low signal-to-noise ratio. However, in the i -band mosaic two well defined spiral arms can be seen that extend beyond the position of the OLR. We conclude that the gradient featured in region NGC 7126 A may not be due to star formation triggered by the spiral shock.

NGC 1417: [Figures 3.11 - 3.13] Regions A, B, and C for NGC 1417 give the same corotation position (8 kpc) within the errors (see Table 3.5). The spiral arms end at the OLR.

NGC 7753: [Figure 3.14] Apparently, the gradient studied in this object coincides with a dust lane feature. Nevertheless, according to the computed Ω_p , the spiral endpoints match the OLR within the errors.

NGC 6951: [Figure 3.15] Neither of the resonance positions computed from the data of region NGC 6951 A matches the spiral endpoints.

NGC 5371: [Figures 3.16 - 3.17] The dynamic parameters derived for regions A and B result in different locations of the major resonances. Those for region A do not coincide with the spiral endpoints of the object. However, region B yields an OLR position that matches the spiral endpoints.

NGC 3162: [Figures 3.18 - 3.19] The computed OLR for region B coincides with the the spiral endpoints. The computed errors of the dynamic parameters for region A are larger than for region B.

NGC 1421: [Figures 3.20 - 3.22] Region A has an offset in Q of +0.1 mag when compared to regions B and C. On the other hand, regions A and C give

resonance positions that agree with the spiral endpoints; the best match is for region C, which is also an inverse azimuthal color gradient (i.e., situated after corotation). The feature studied in region B must not be caused by star formation linked to the dynamics of the disk.

NGC 7125: [Figures 3.23 - 3.25] Region B displays an inverse gradient. The results obtained from the three studied regions agree within their errors. The spiral endpoints coincide with the OLR in this object.

NGC 918: [Figure 3.26] The stellar population model stretched to the data from region A indicates that the spiral arms end at the OLR in this galaxy.

NGC 578: [Figures 3.27 - 3.28] Regions A and B, located in two different arms of the four that conform this object, yield the same value for the spiral pattern speed. In the deprojected mosaics, the northern arms, including the one harboring region A, seem to extend beyond the corotation radius without reaching the OLR within the errors. The other arms, where region B is located, end at corotation. This is the only object in the sample that presents spiral arms ending at corotation.

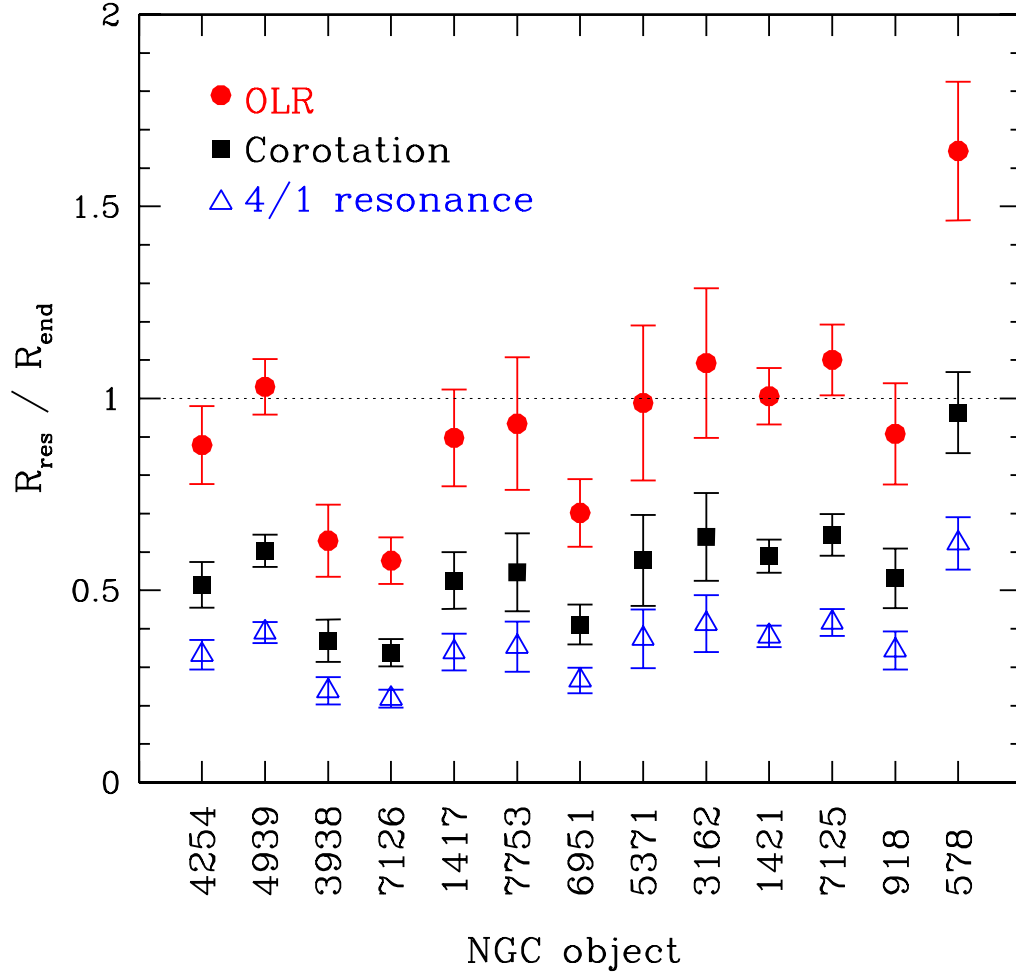


Figure 3.4: Ratios of resonance positions, R_{res} , to spiral endpoints, R_{end} . Except in the case of NGC 4254 (M 99), objects are organized by their Hubble type; values of the resonances and spiral endpoints are listed in Table 3.5. *Filled circles*: OLR; *filled squares*: corotation; *empty triangles*: 4:1 resonance.

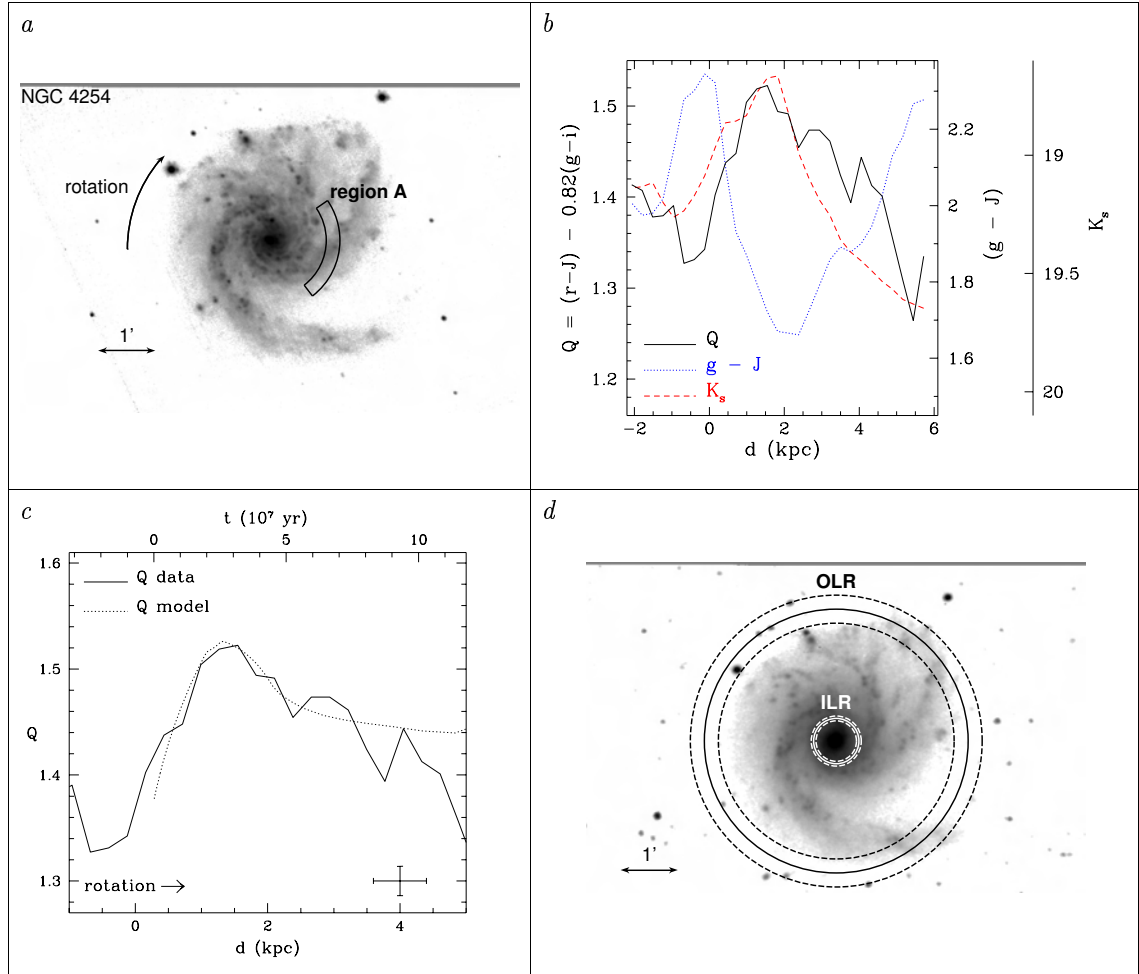


Figure 3.5: Region NGC 4254 A. Panel *a*: Deprojected spiral galaxy NGC 4254 in the optical g -band. The display is in logarithmic scale. The studied regions are marked on the figure. Panel *b*: 1-D data vs. azimuthal distance for region NGC 4254 A. *Solid line*: Q index; *dotted line*: $(g - J)$ color; *dashed line*: K_s -band profile. Panel *c*: Zoom-in of region, and 1-D Q index vs. azimuthal distance. *Solid line*: data; *dotted line*: model. Data error bars and direction of rotation are indicated. Panel *d*: K_s -band deprojected mosaic of spiral galaxy NGC 4254. *Solid line circles*: location of the ILR and the OLR, as obtained from the comparison between data and stellar population SPS model shown in panel *c*. *Dashed line circles*: $\pm 1\sigma$ errors.

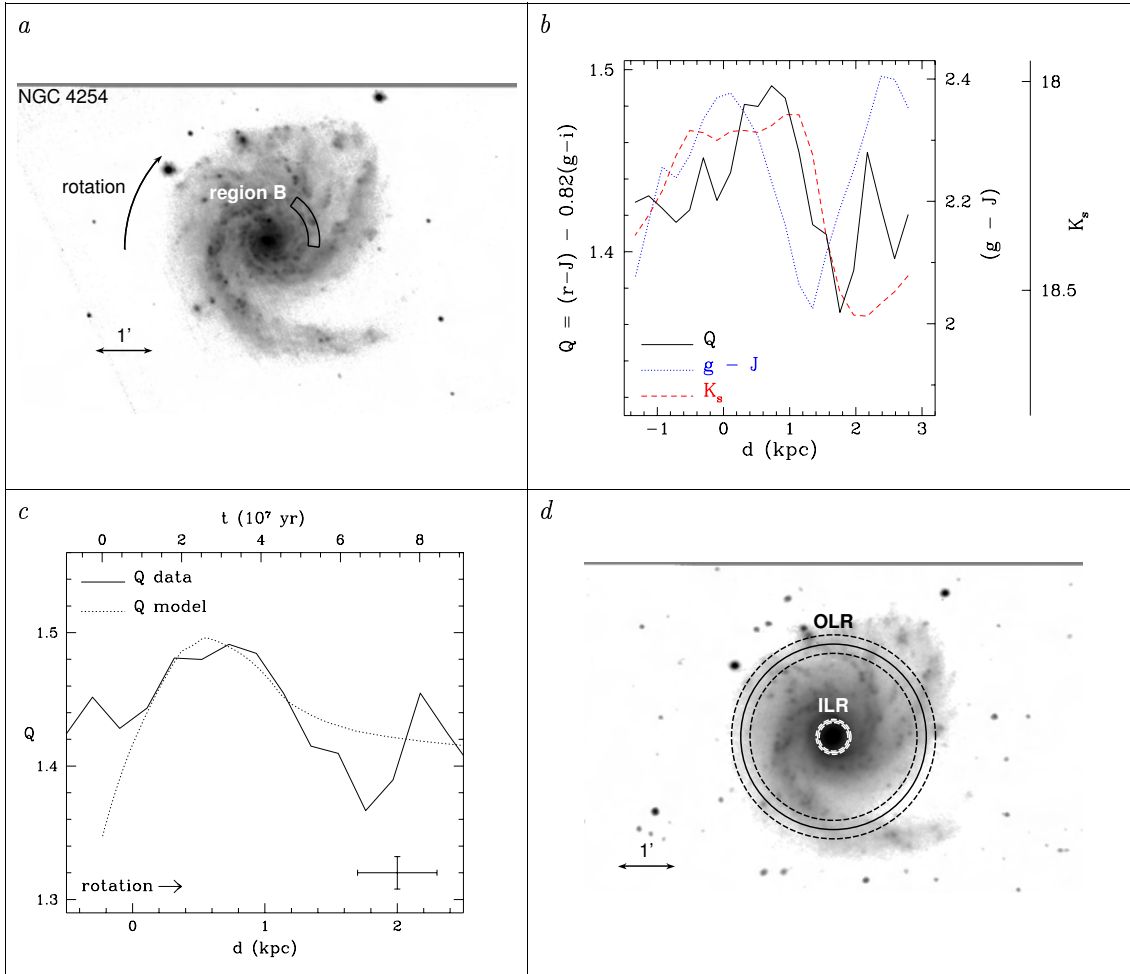


Figure 3.6: Region NGC 4254 B.

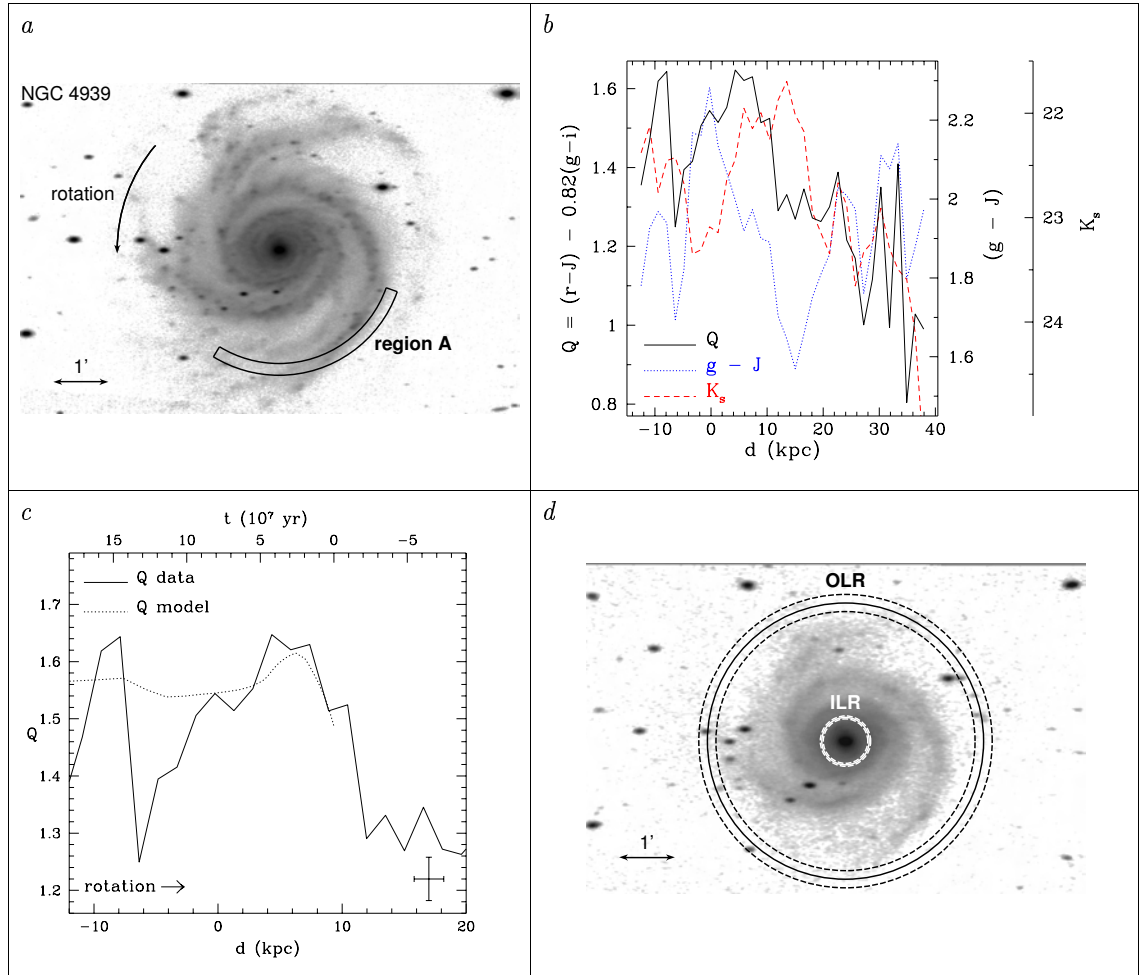


Figura 3.7: Region NGC 4939 A. In order to fit the model to the data we assume the gradient is inverse, occurring beyond corotation. This can also be seen from the fact that time evolution (top axis in panel c) and rotation have opposite directions.

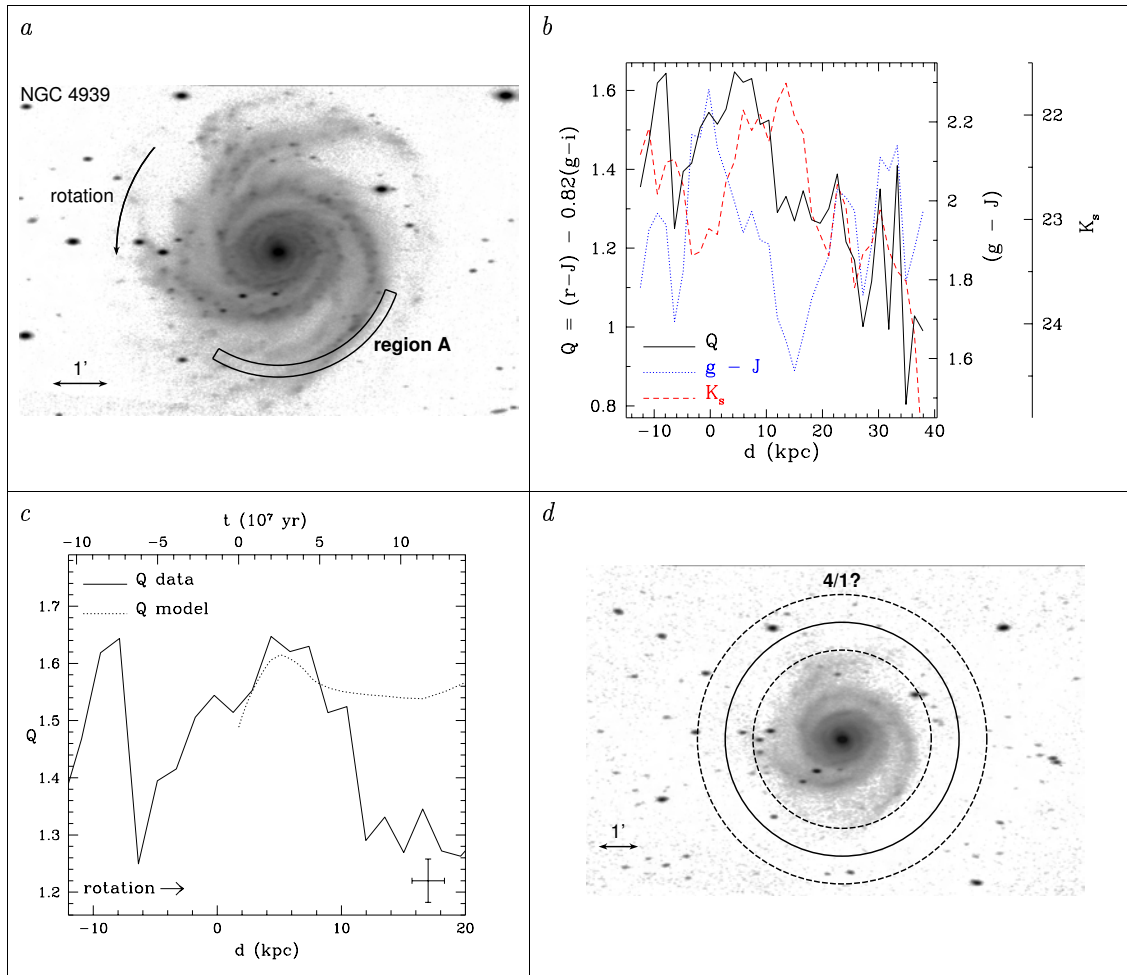


Figure 3.8: Region NGC 4939 A. In order to fit the model to the data we assume now that the gradient occurs inside corotation. In this case, time evolution (top axis in panel *c*) and rotation have the same direction. Panel *d*, *solid line circle*: location of the 4:1 resonance, as obtained from the comparison between data and SPS model shown in panel *c*.

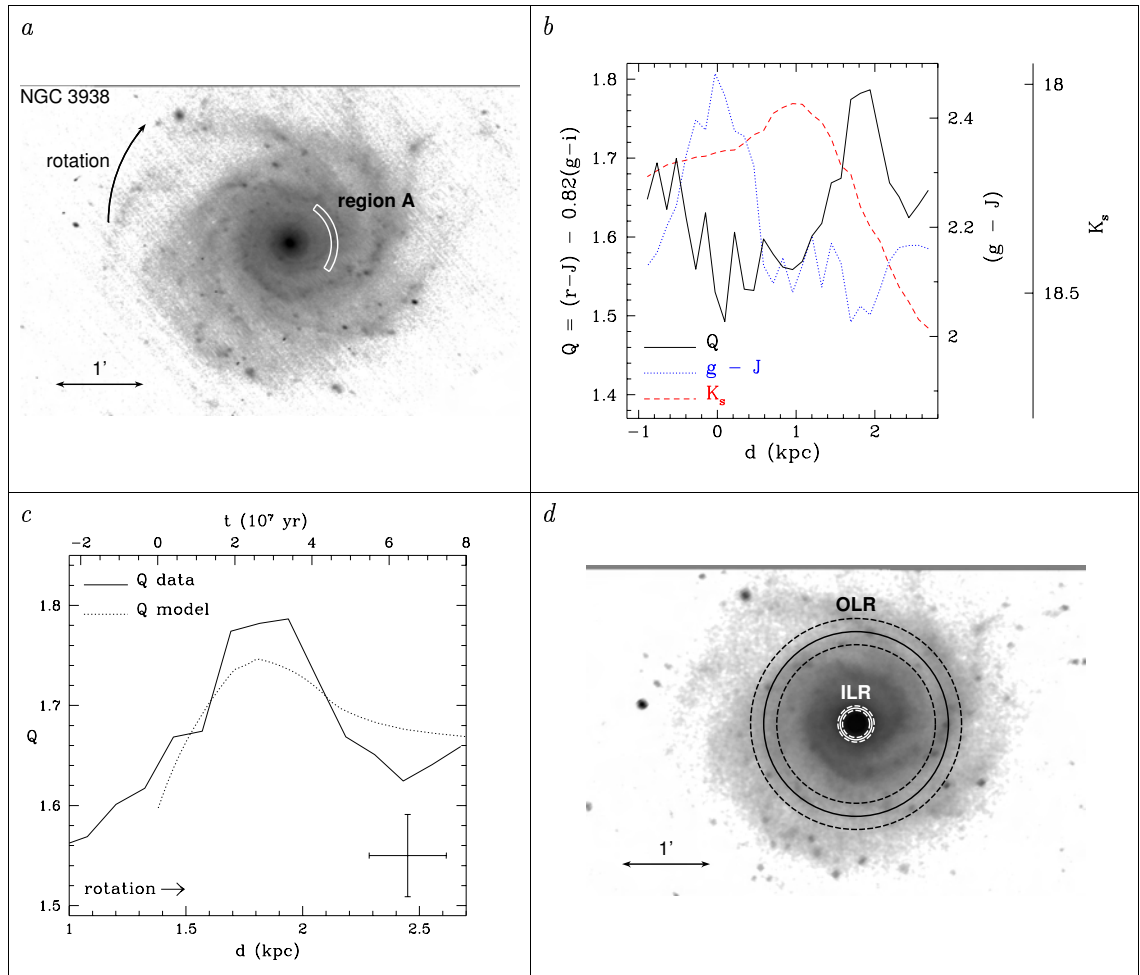


Figura 3.9: Region NGC 3938 A. Panel *a*: Deprojected spiral galaxy NGC 3938 in the optical r -band.

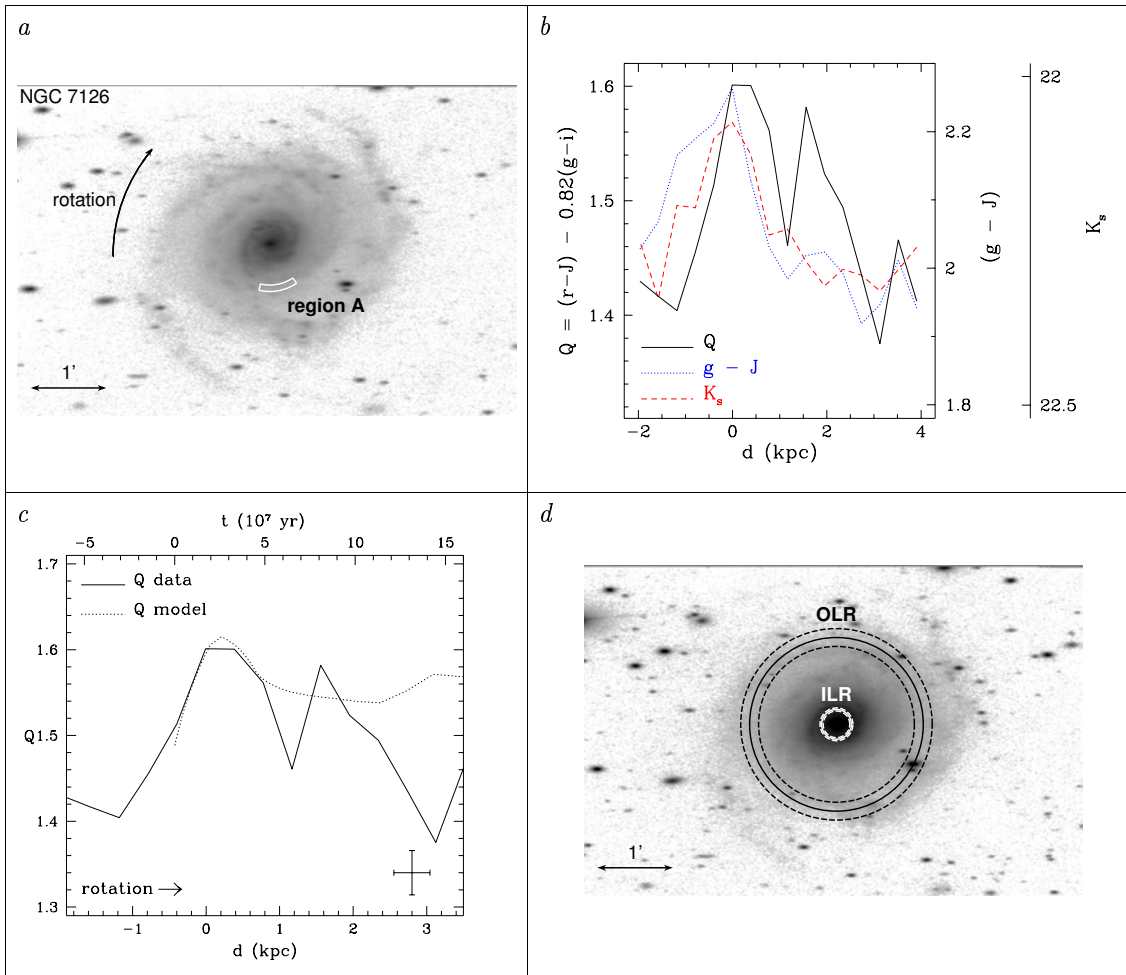


Figure 3.10: Region NGC 7126 A. Panel *d*: i -band deprojected mosaic of spiral galaxy NGC 7126.

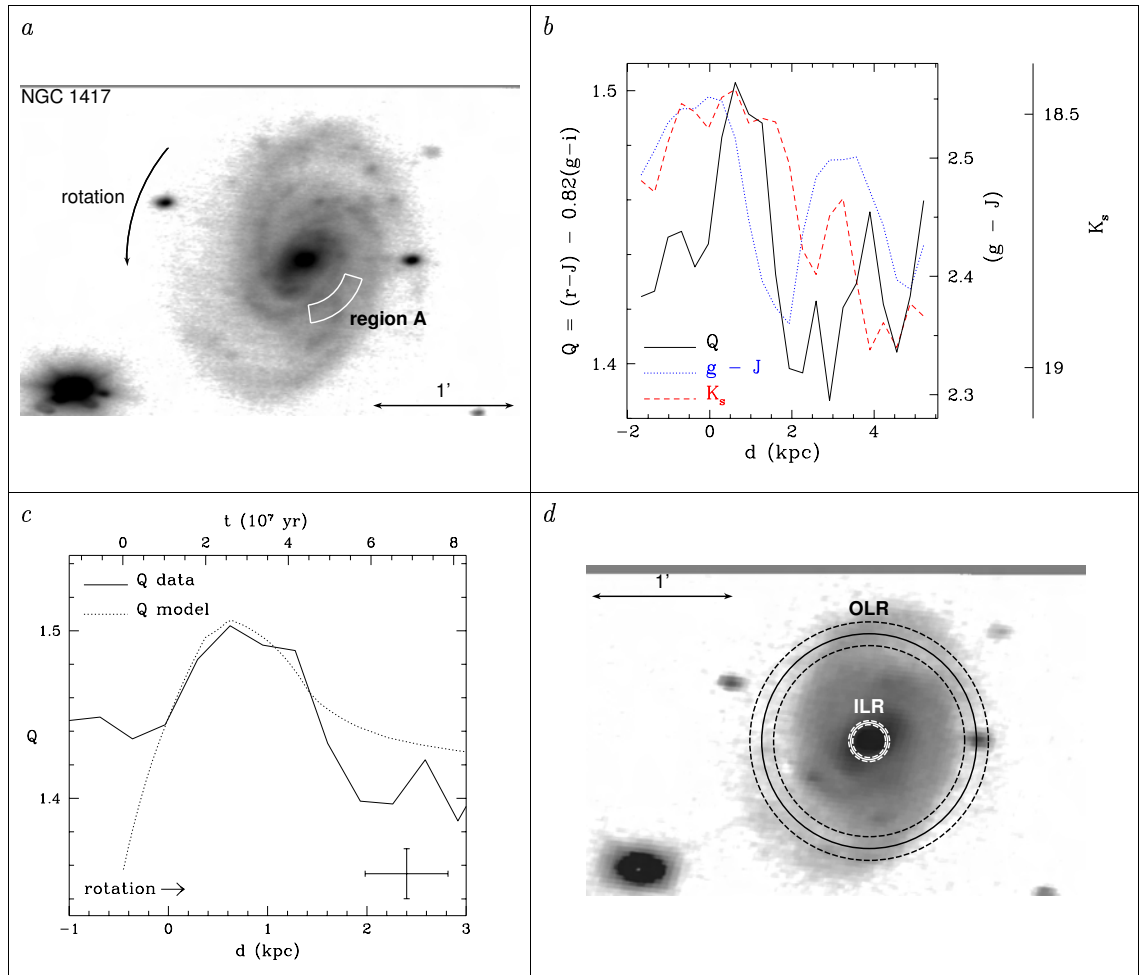


Figura 3.11: Region NGC 1417 A. Panel *d*: *J*-band deprojected mosaic of spiral galaxy NGC 1417.

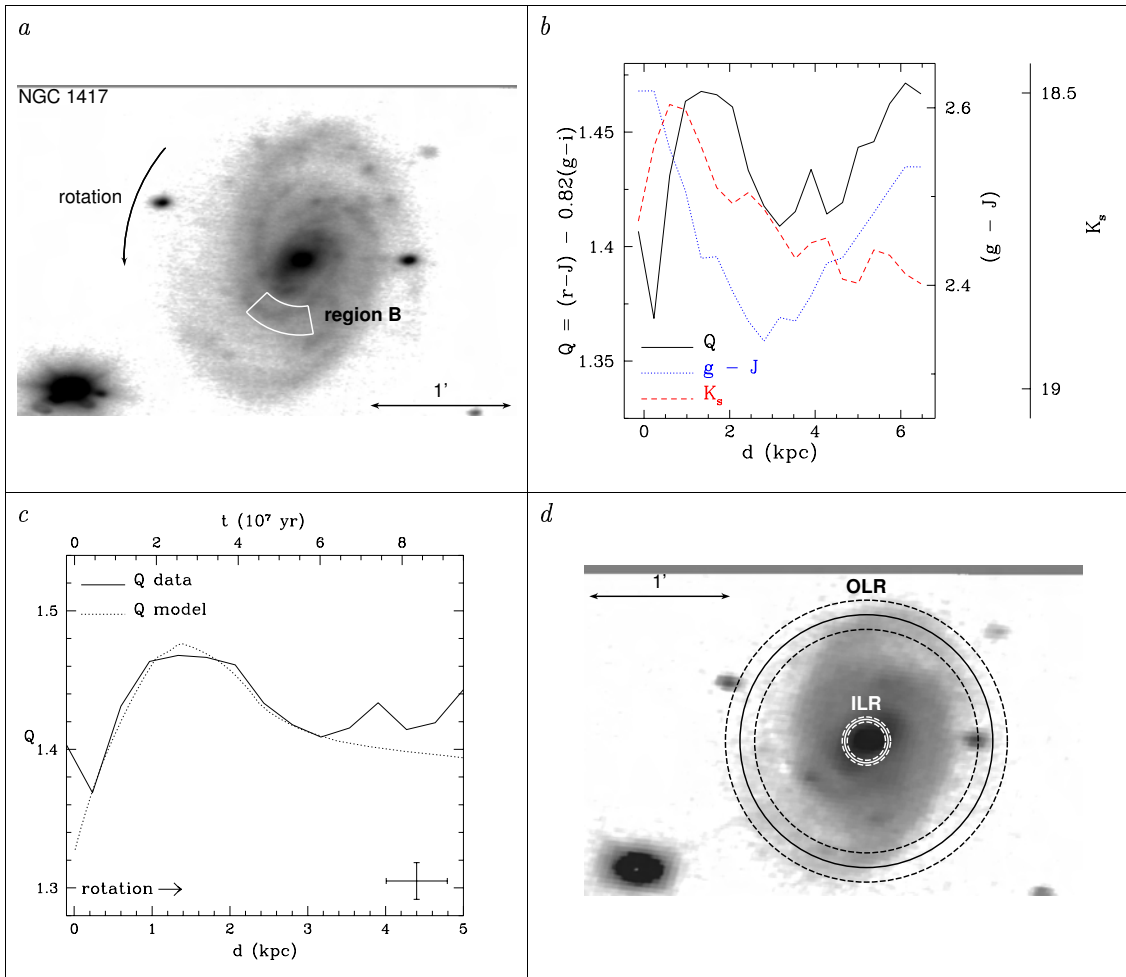


Figure 3.12: Region NGC 1417 B. Panel *d*: J -band deprojected mosaic of spiral galaxy NGC 1417.

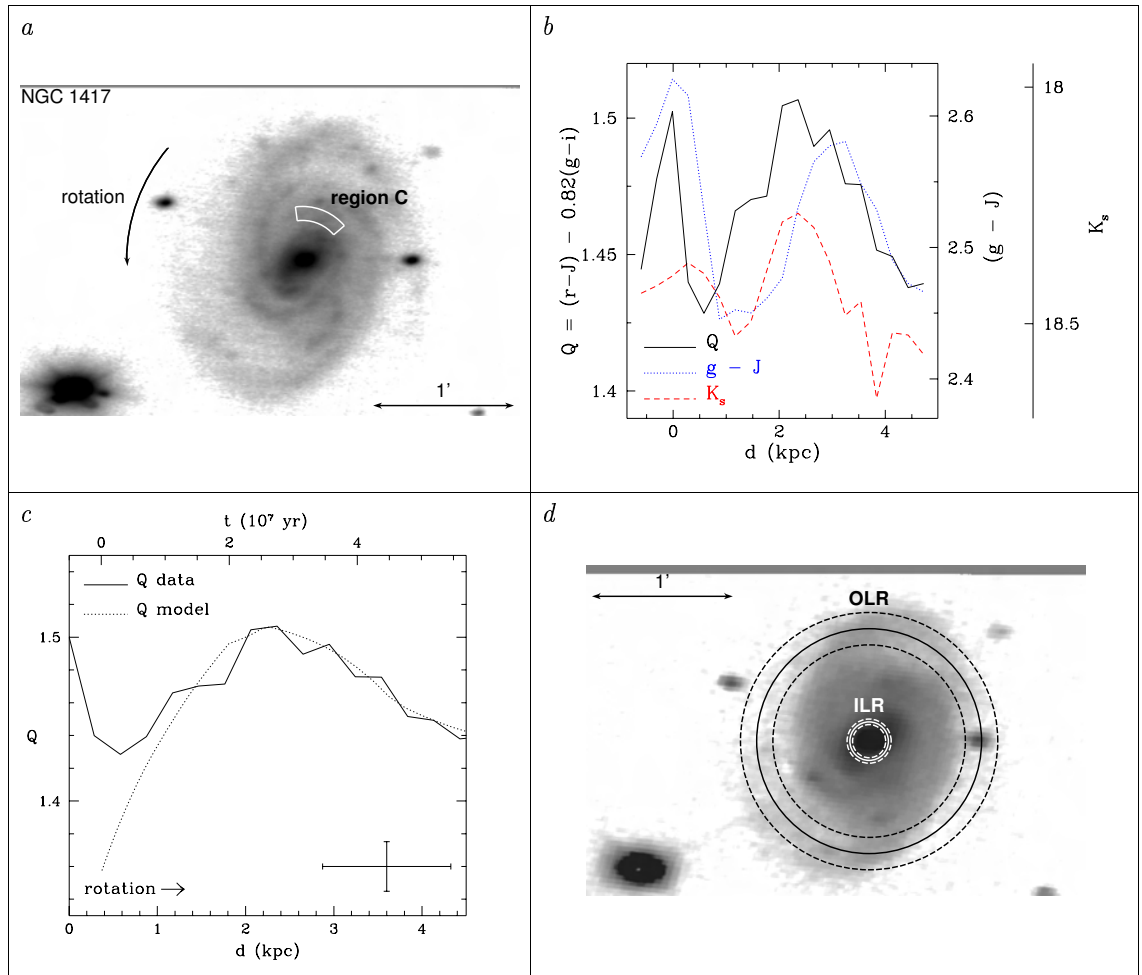


Figura 3.13: Region NGC 1417 C. Panel *d*: *J*-band deprojected mosaic of spiral galaxy NGC 1417.

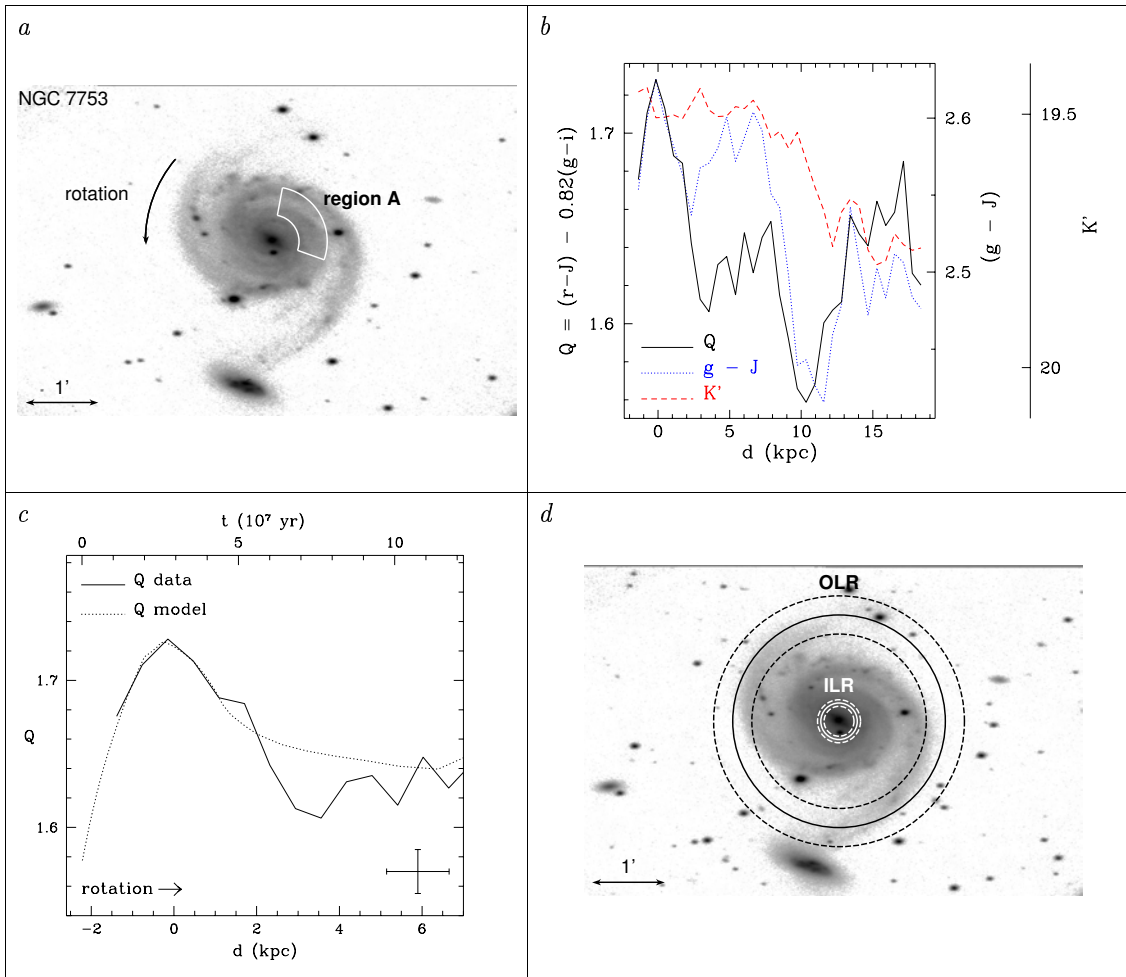


Figure 3.14: Region NGC 7753 A. Panel *d*: i -band deprojected mosaic of spiral galaxy NGC 7753.

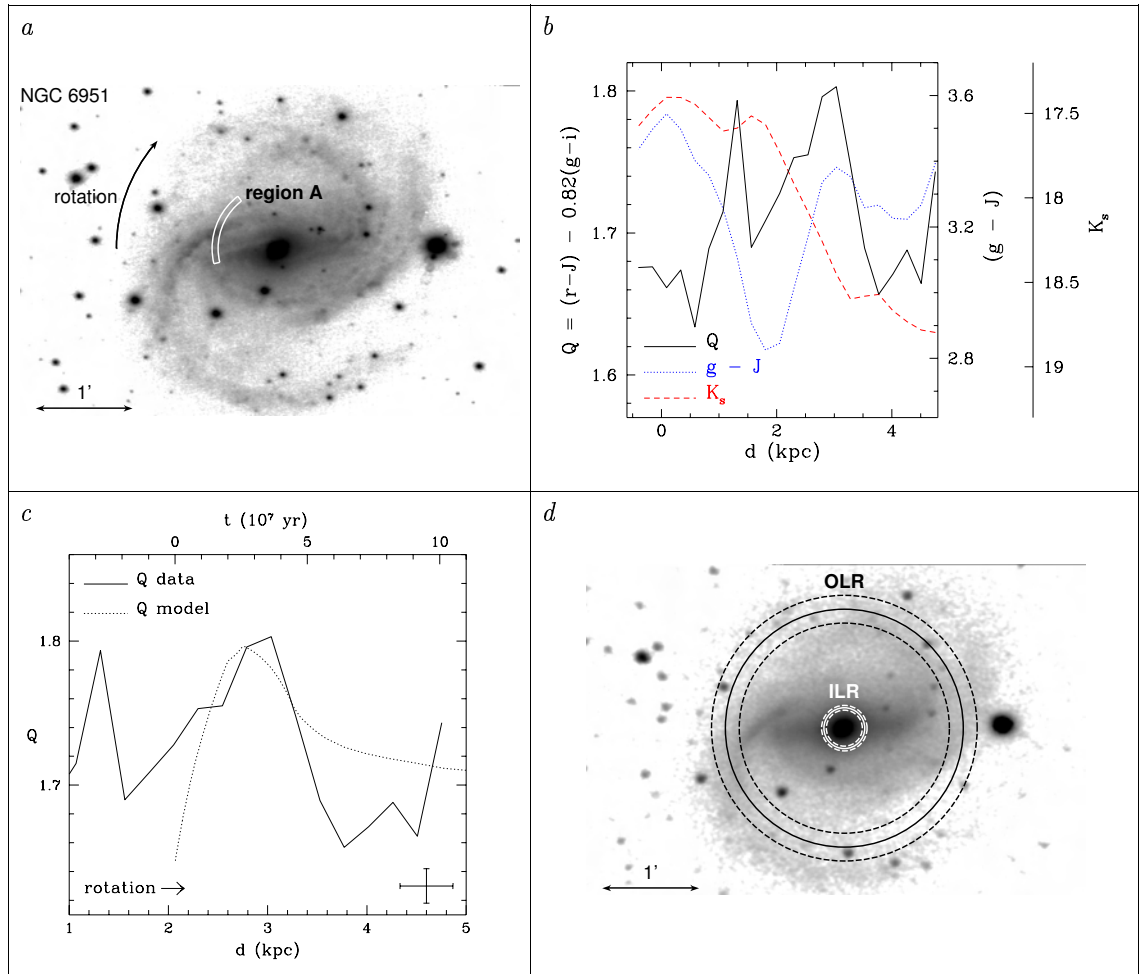


Figura 3.15: Region NGC 6951 A.

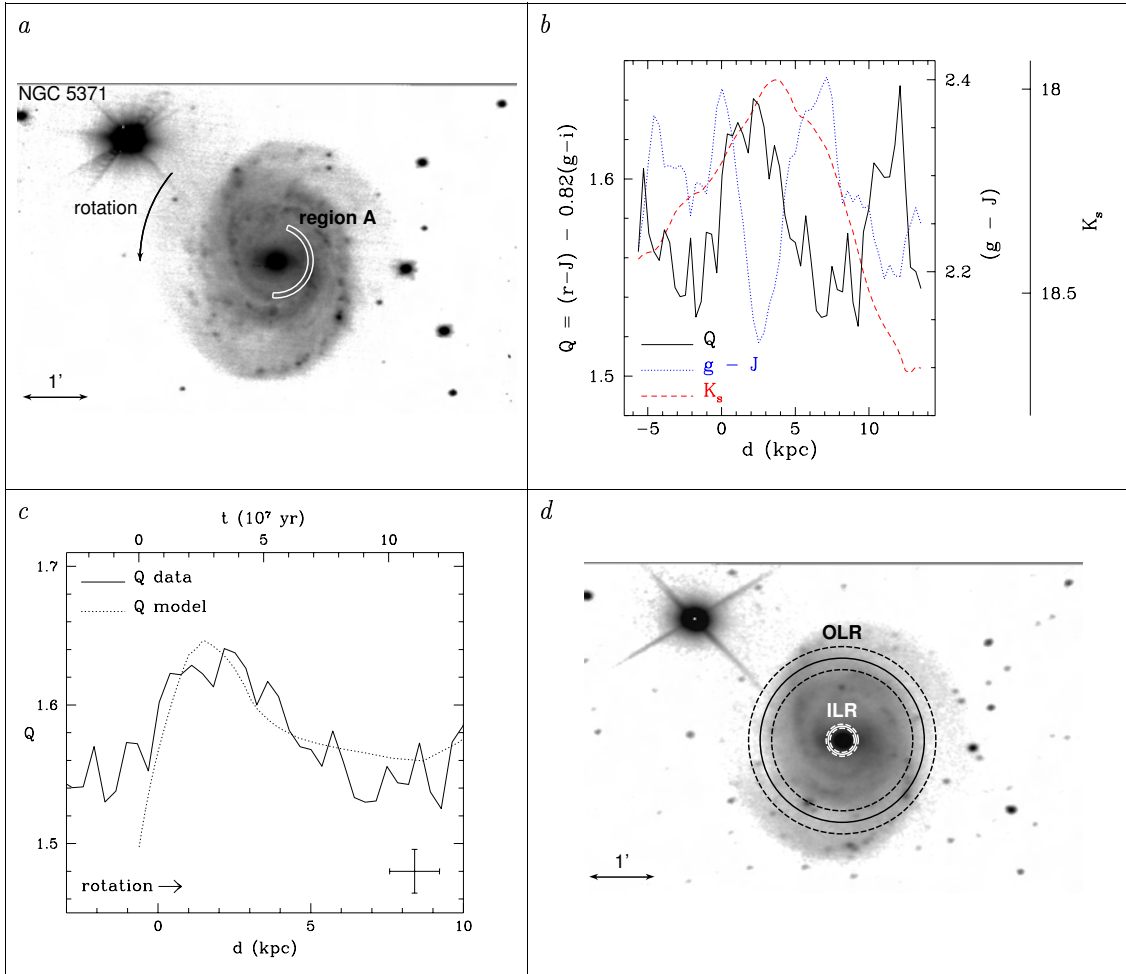


Figure 3.16: Region NGC 5371 A.

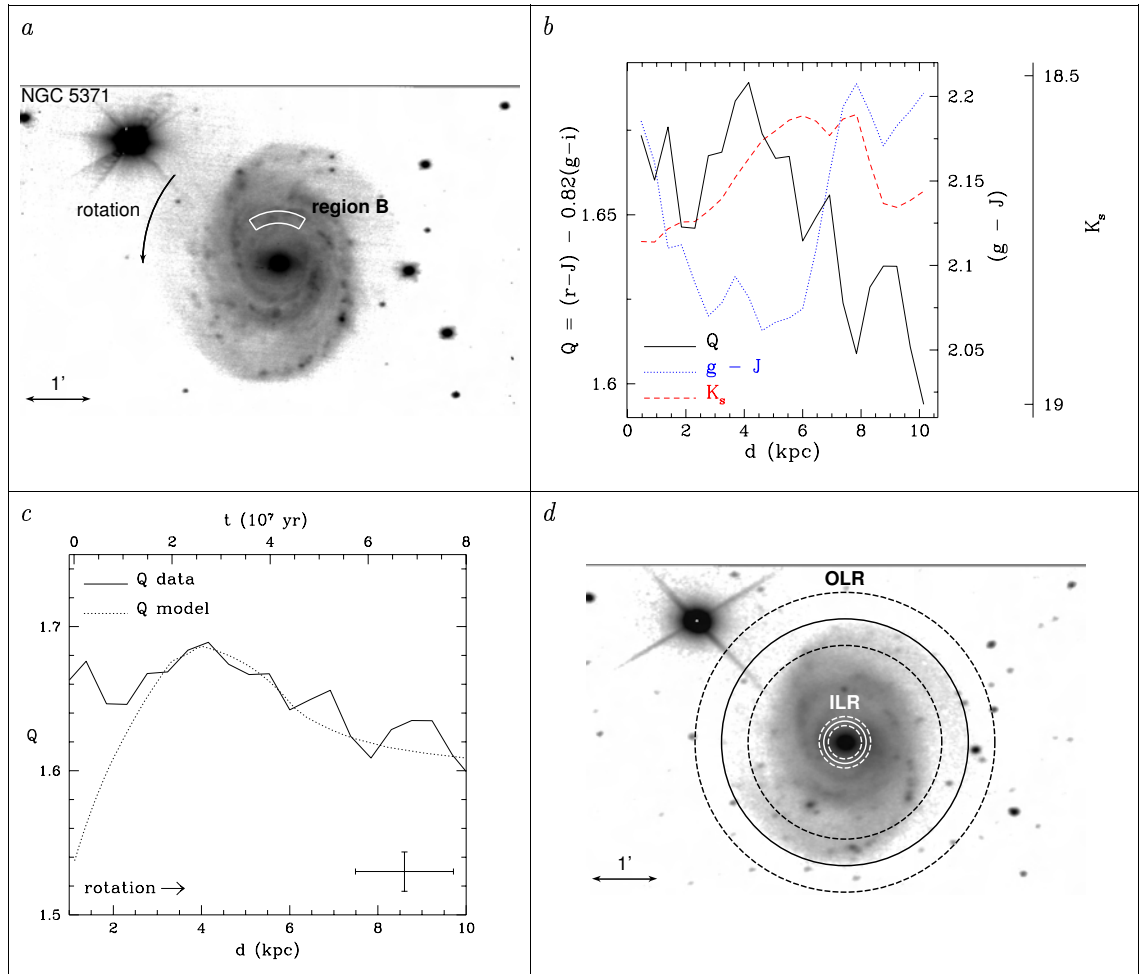


Figura 3.17: Region NGC 5371 B.

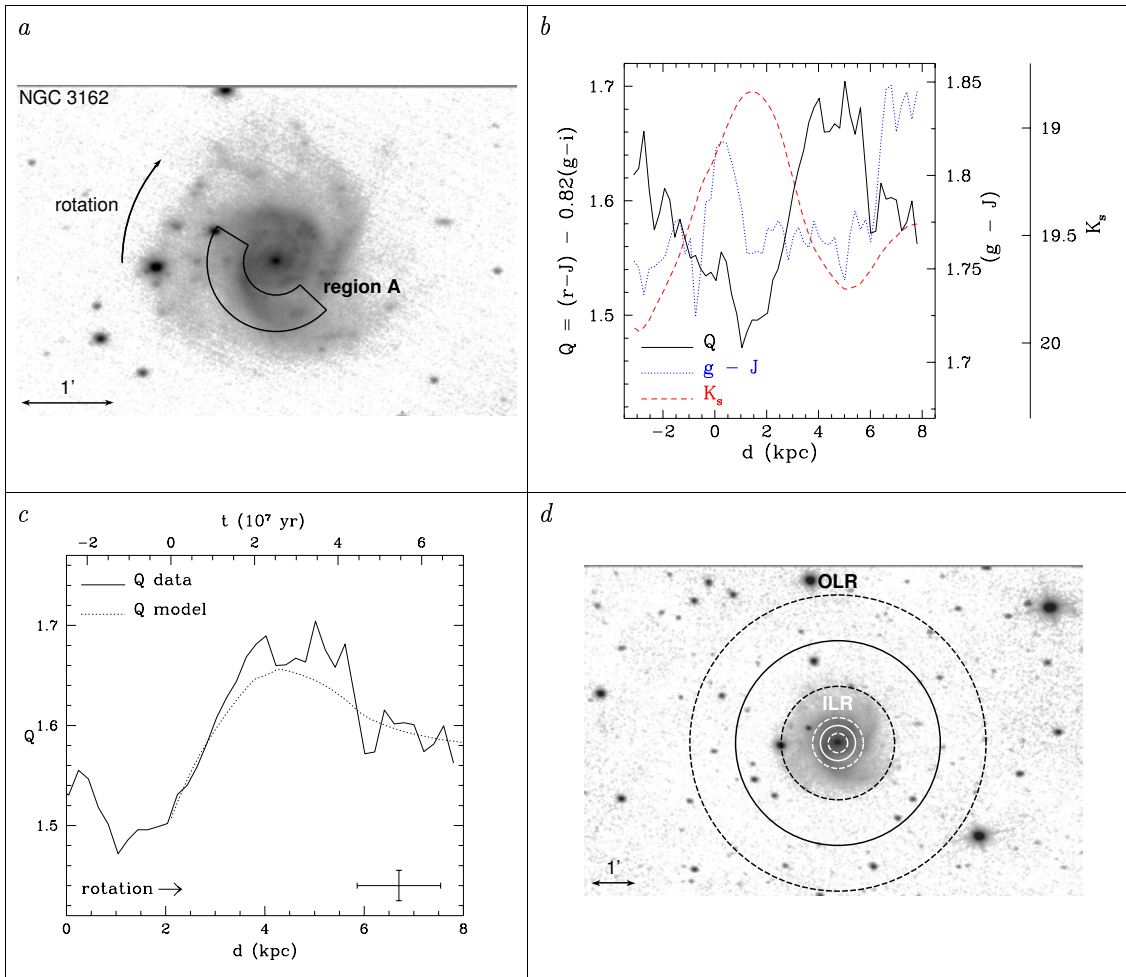


Figure 3.18: Region NGC 3162 A. Panel *d*: *J*-band deprojected mosaic of spiral galaxy NGC 3162.

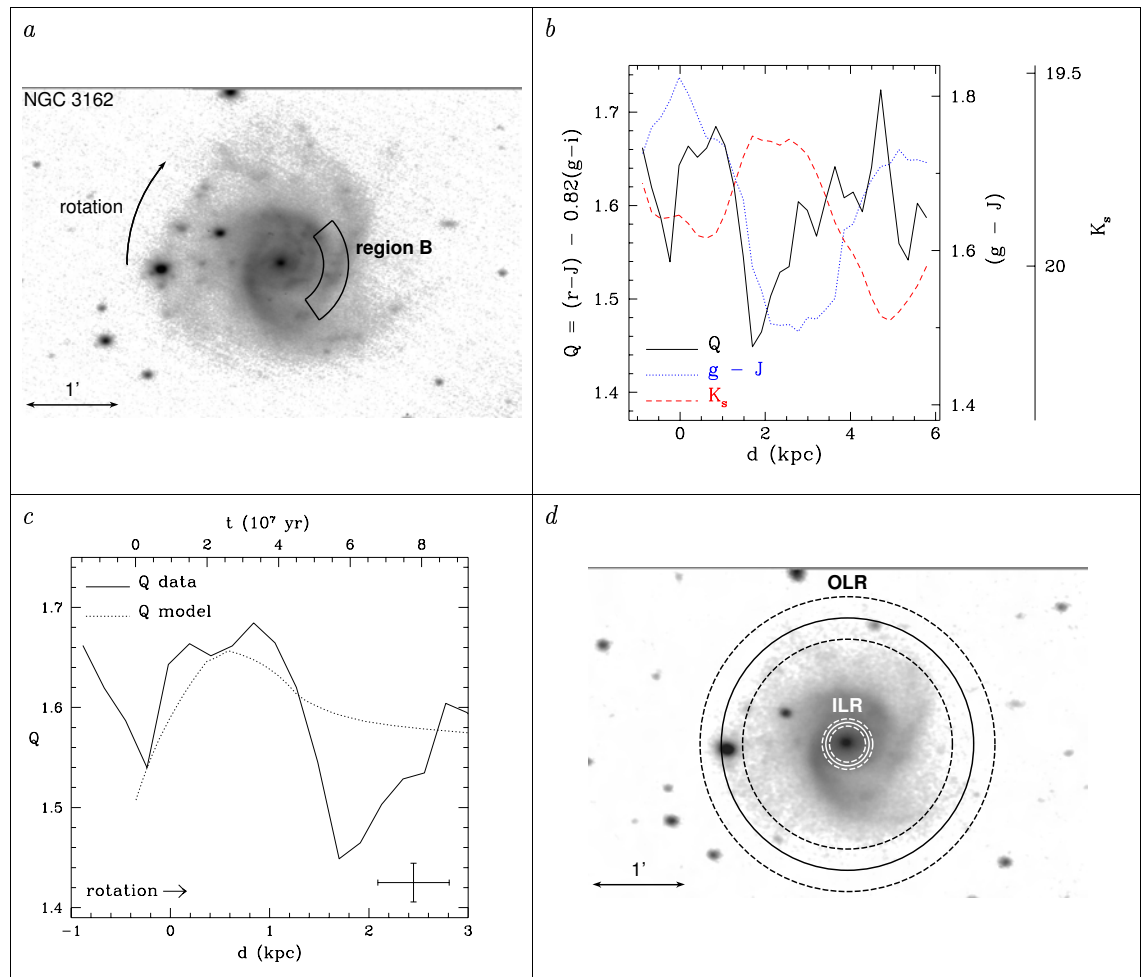


Figura 3.19: Region NGC 3162 B. Panel *d*: *J*-band deprojected mosaic of spiral galaxy NGC 3162.

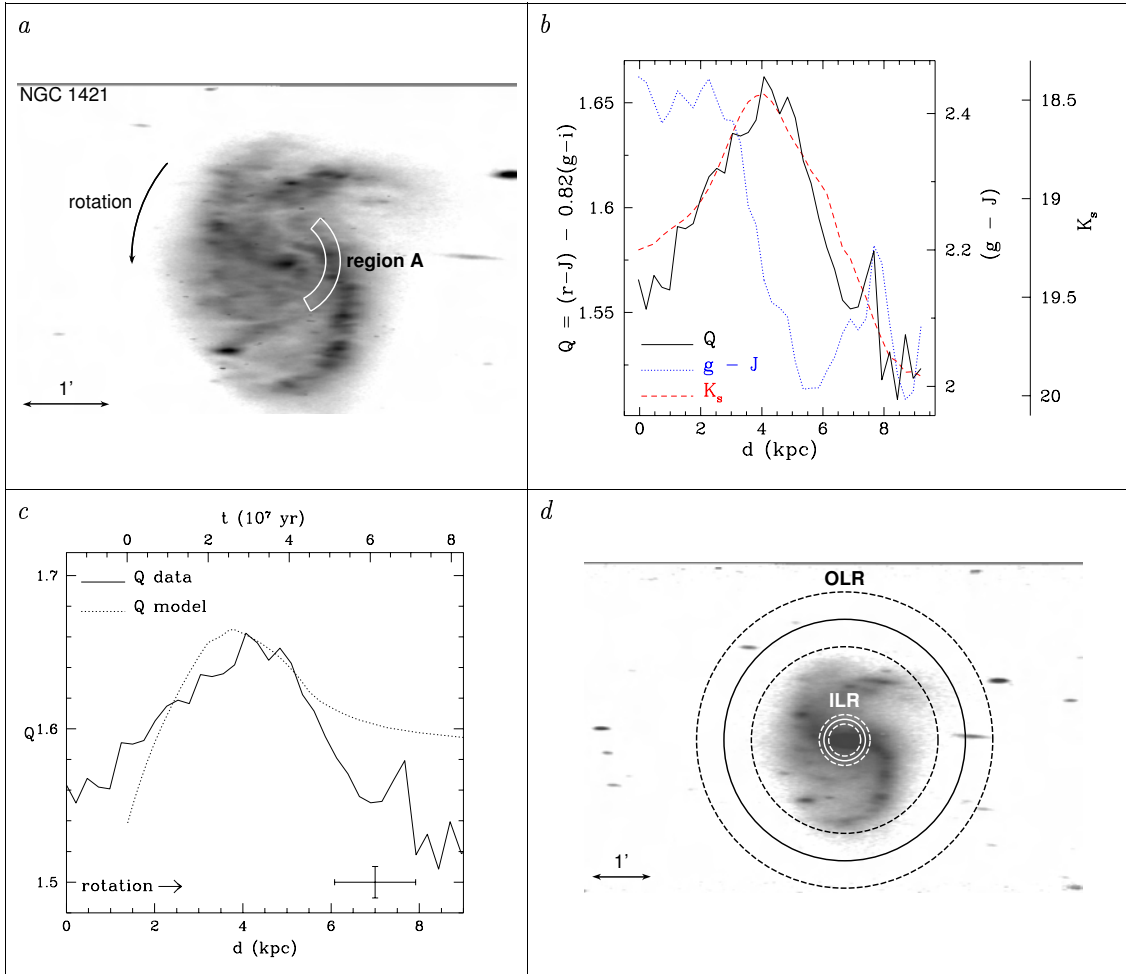


Figure 3.20: Region NGC 1421 A.

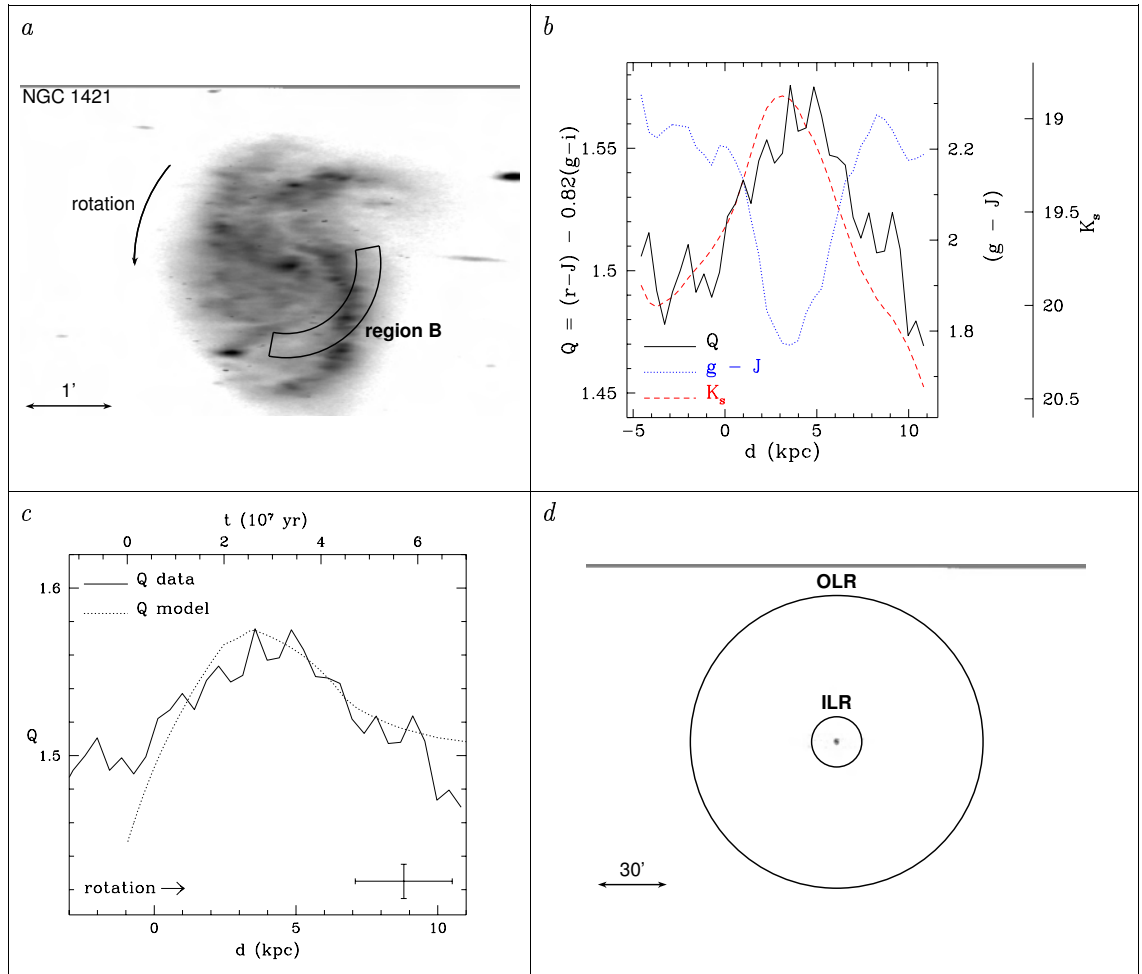


Figura 3.21: Region NGC 1421 B. Panel *d*, *solid line circle*: location of the ILR and the OLR, as obtained from the comparison between data and SPS model shown in panel *c*. The errors for the resonance positions are much greater than the computed resonance radii themselves (see Fig. 6.1). This is due to the fact that region B lies right on the corotation position obtained from regions A & C.

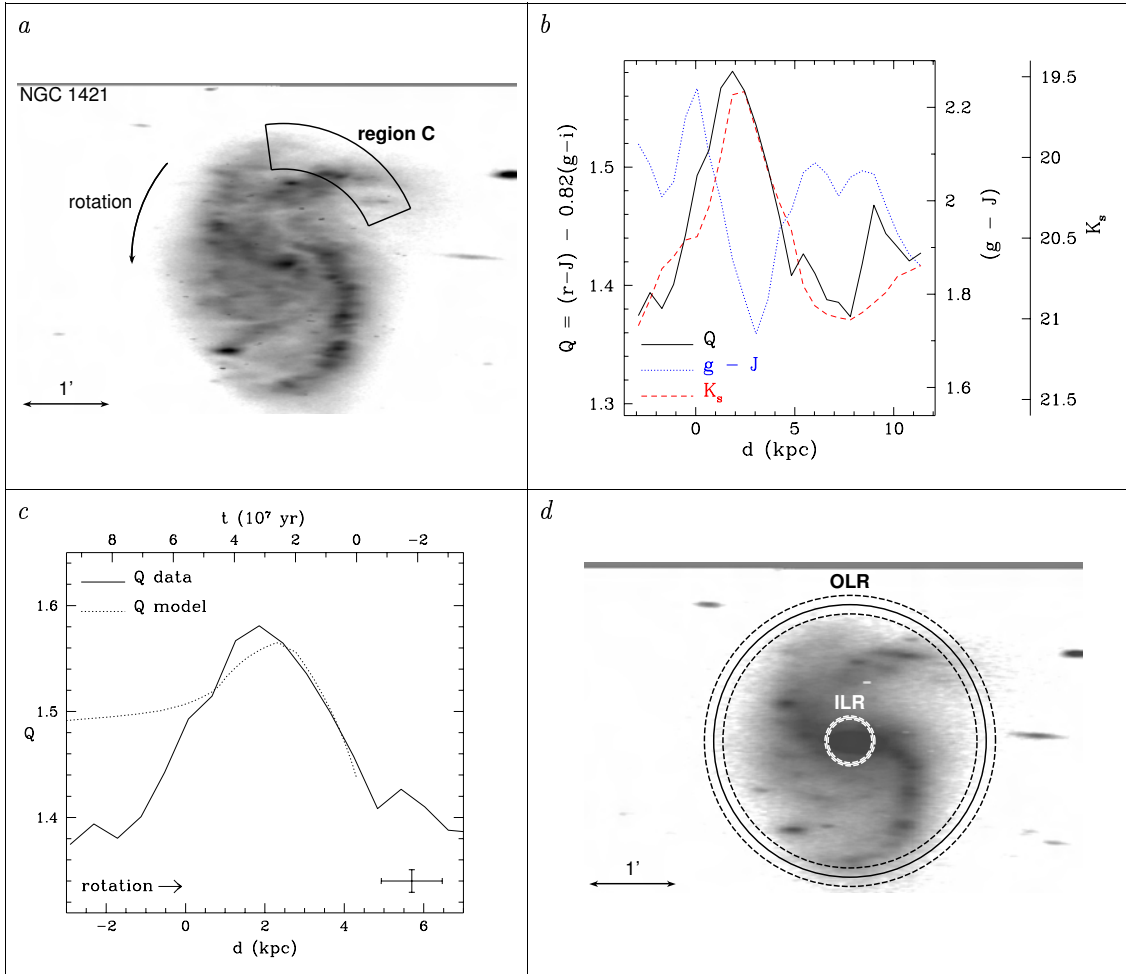


Figure 3.22: Region NGC 1421 C.

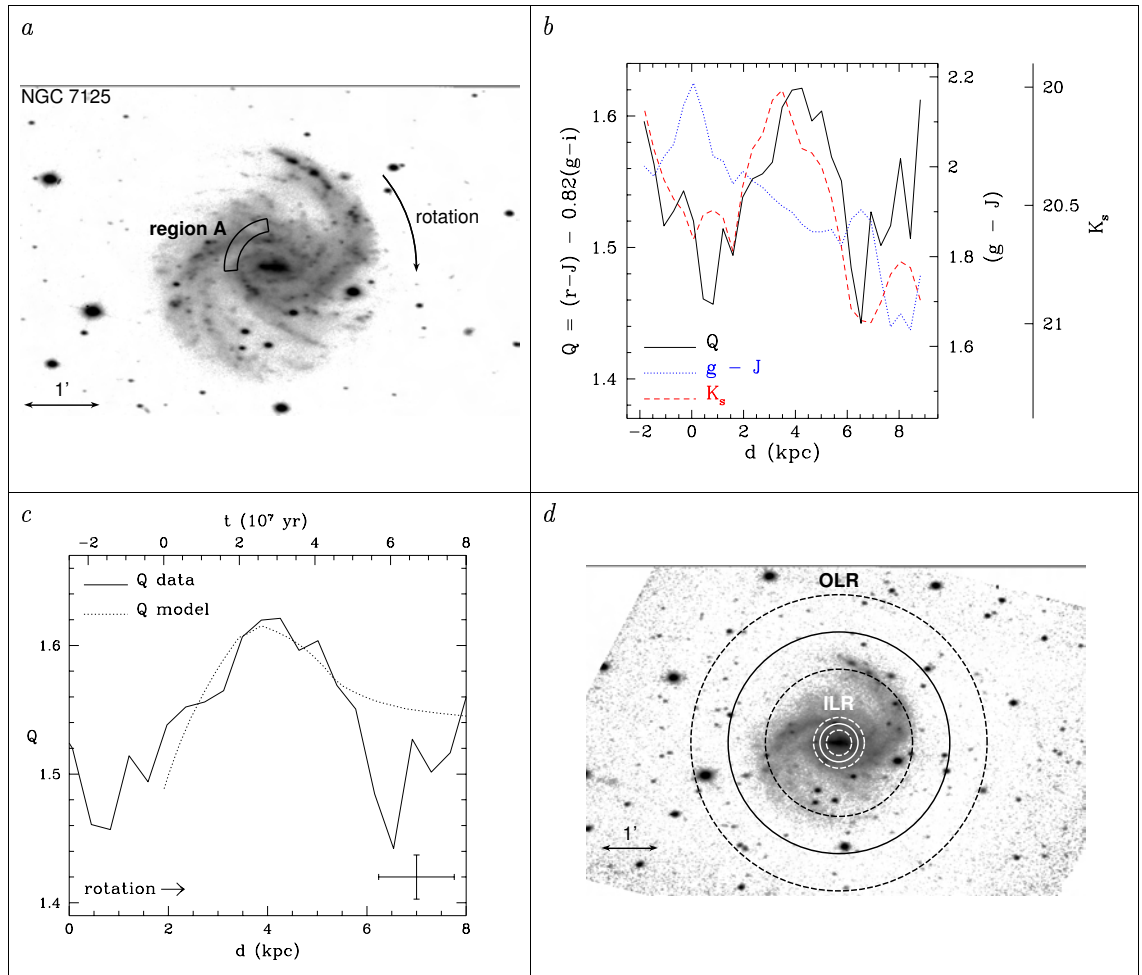


Figura 3.23: Region NGC 7125 A. Panel *d*: J -band deprojected mosaic of spiral galaxy NGC 7125.

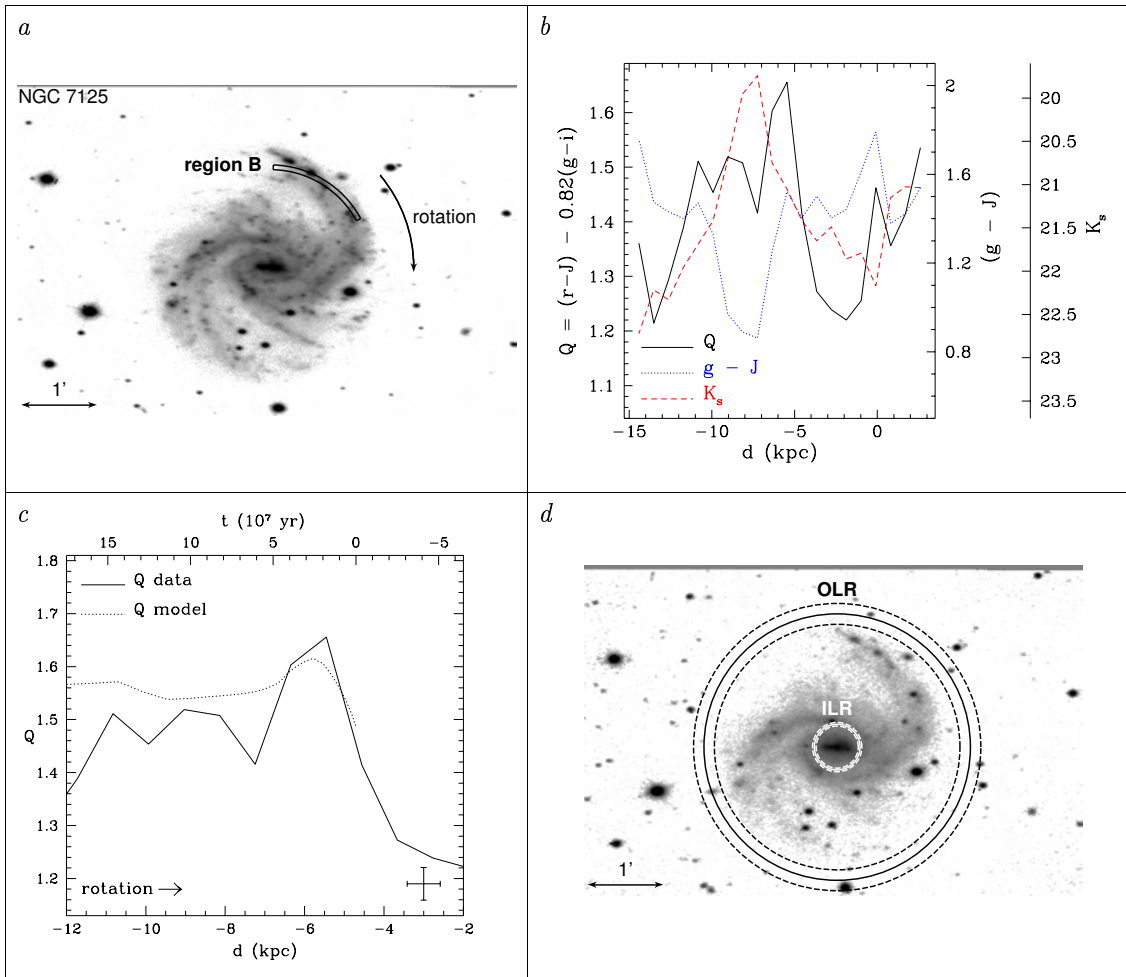


Figure 3.24: Region NGC 7125 B. Panel *d*: J -band deprojected mosaic of spiral galaxy NGC 7125.

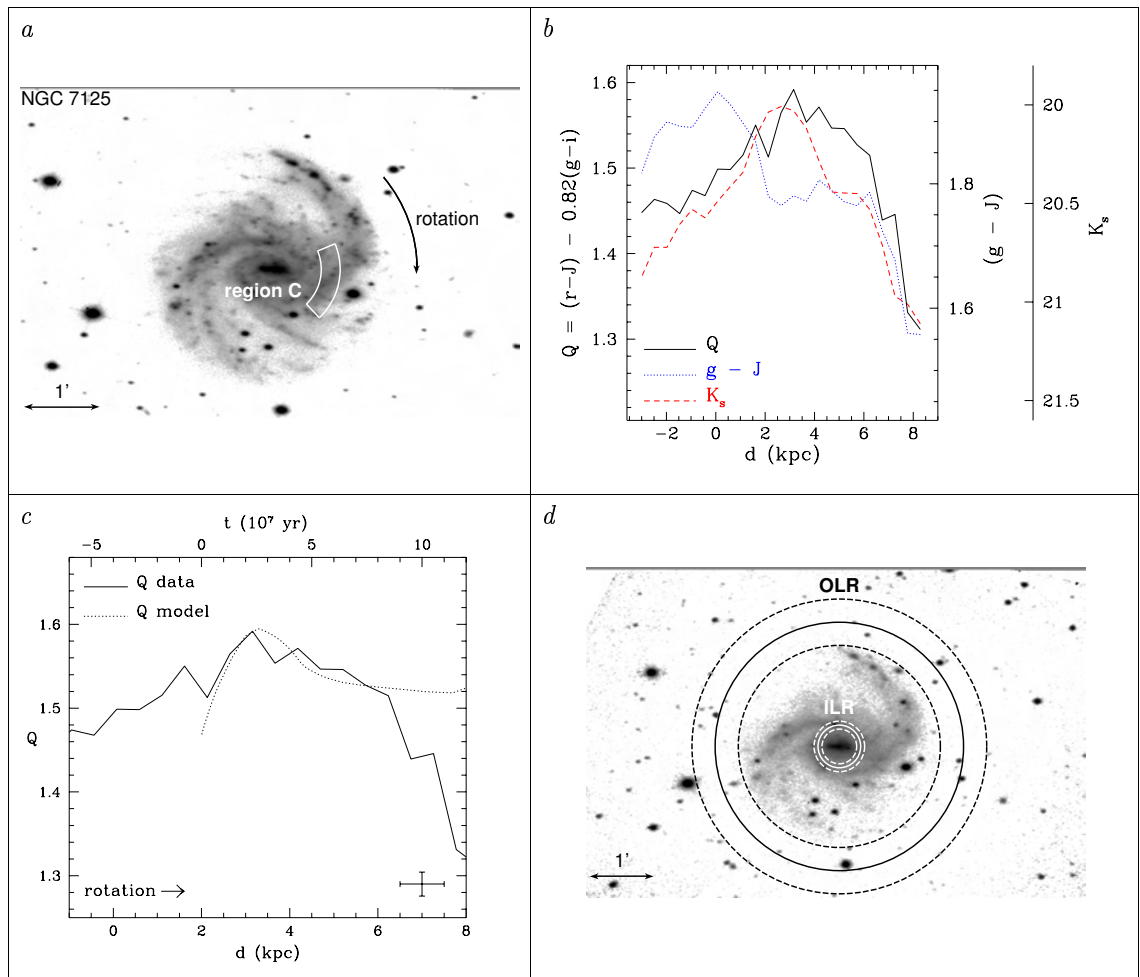


Figura 3.25: Region NGC 7125 C. Panel *d*: J -band deprojected mosaic of spiral galaxy NGC 7125.

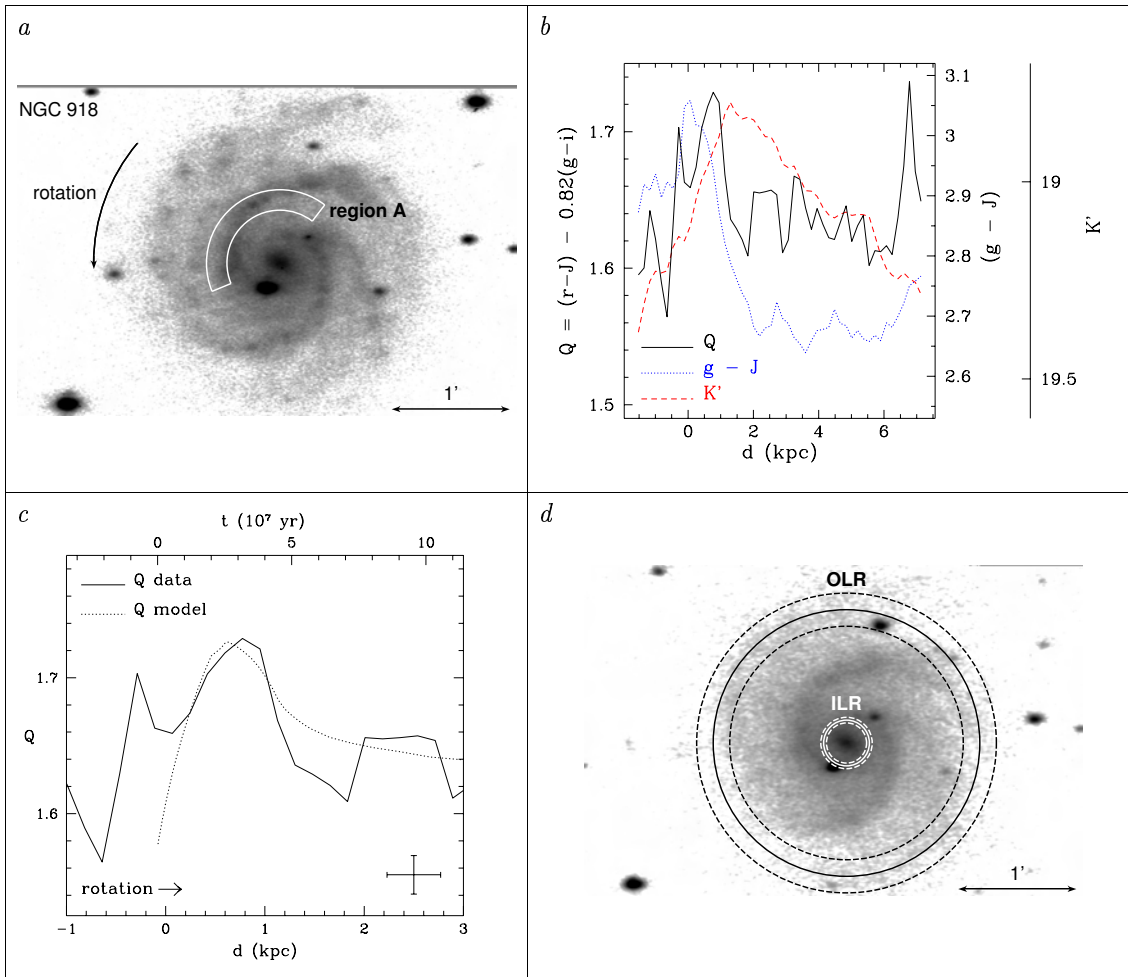


Figure 3.26: Region NGC 918 A. Panel *d*: K' -band deprojected mosaic of spiral galaxy NGC 918.

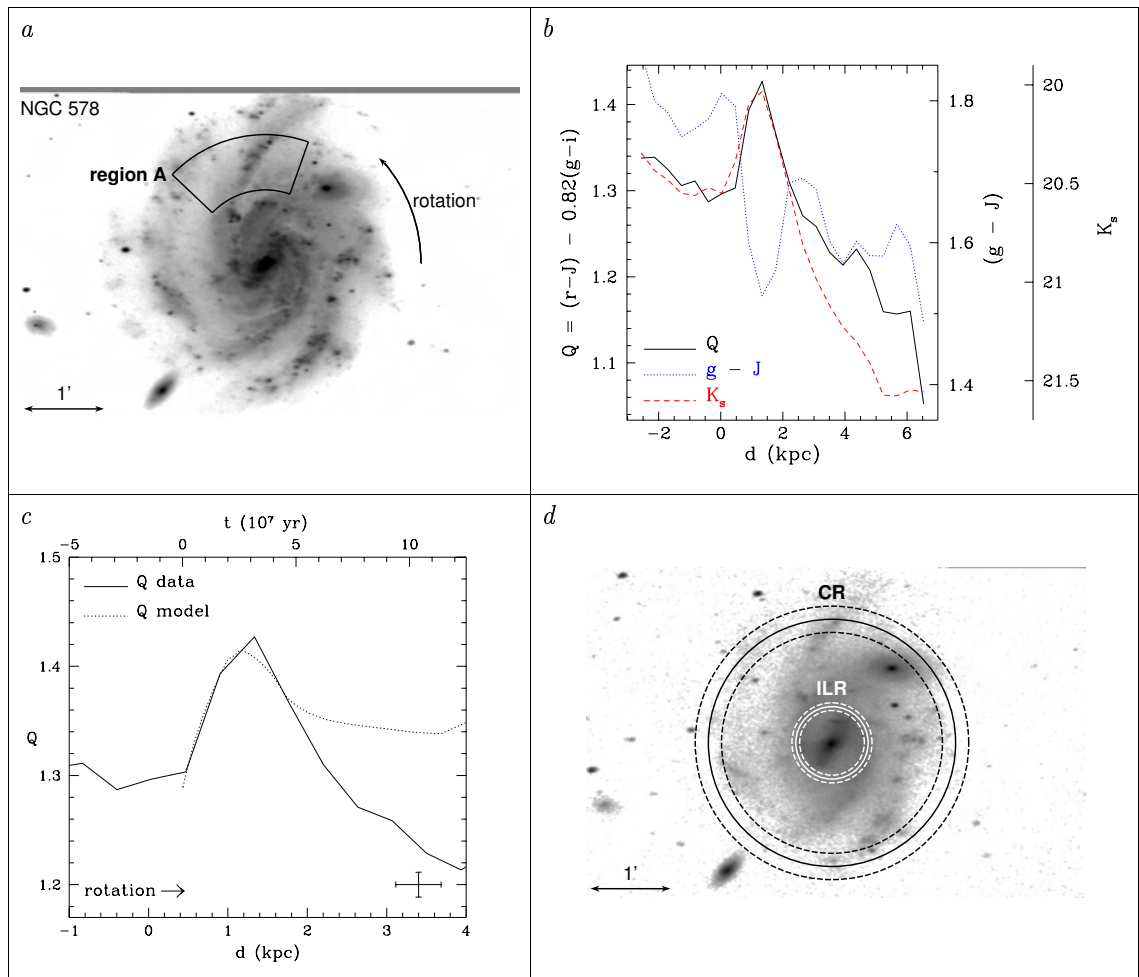


Figure 3.27: Region NGC 578 A. Panel *d*, *solid line circles*: location of the ILR and corotation radius, as obtained from the comparison between data and SPS model shown in panel *c*.

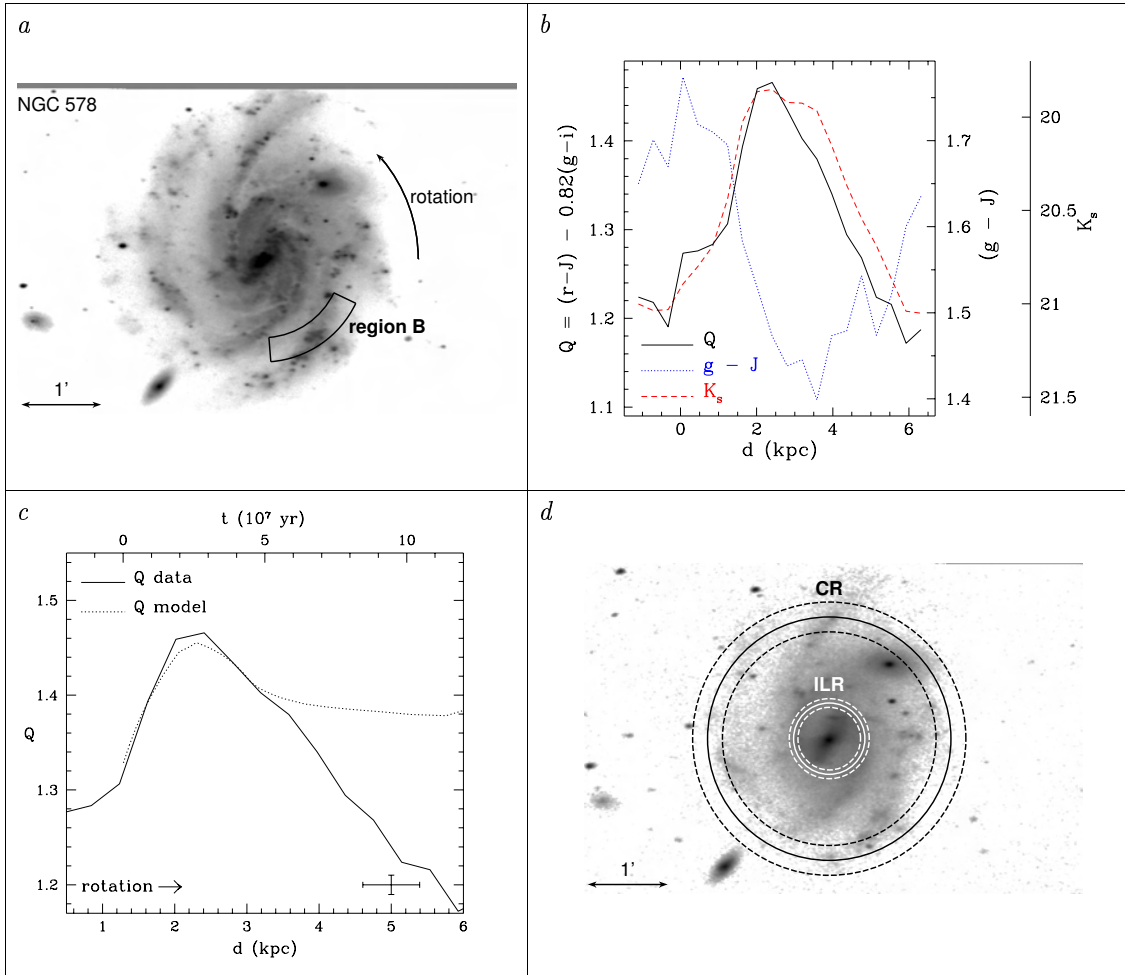


Figure 3.28: Region NGC 578 B. Panel *d*, K_s -band deprojected mosaic of spiral galaxy NGC 578. *solid line circles*: location of the ILR and corotation radius, as obtained from the comparison between data and SPS model shown in panel *c*.

3.2. Expected $Q(rJgi)$ index profiles in a spiral shock scenario.

In this section, we consider in a qualitative way a more realistic situation within the density wave scenario.

The relative density distributions of young and old stars after the shock, as well as non-circular stellar velocities produce changes in the azimuthal light profiles with respect to the idealized case discussed earlier. Also, since we are dealing with different generations of stars, metallicity variations should be considered. In what follows, we discuss each one of these issues at moderate length, and make an estimate of their impact on the disk dynamic parameters derived through the comparison of model and observed Q profiles.

3.2.1. Post-shock density and velocity distributions.

With the purpose of increasing our understanding of gas dynamics in the presence of spiral density waves, stationary spiral shock patterns have been studied with both semi-analytical approaches (e.g., Roberts 1969; Gittins & Clarke 2004) and numerical simulations (e.g., Slyz et al. 2003; Martos et al. 2004; Yáñez et al. 2008). The post-shock density and velocity profiles obtained from such studies show that they depend on many physical parameters. It is reasonable to assume, however, that the newborn stars product of these shocks have densities and velocities that are similar to those of the collapsed gas clouds where they form, at least in the early stages of their evolution, and even if only a few percent of the gas will form stars. Also, it is commonly accepted that dust lanes trace the location of spiral shocks. As newborn stars move away from their birth site, different distances are reached due to accelerated movements. In figure 3.29 we show the gas velocity parallel to the spiral equipotential curve from the semi-analytical solution of Roberts (1969); this solution corresponds to a radius of 10 kpc; a pattern speed, Ω_p , of $12.5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$; an arm pitch angle $i = 8^\circ.13$; a spiral field strength of 5% that of the axisymmetric field; and a mean gaseous dispersion of 10 km s^{-1} . The distance is measured relative to the spiral shock location, and the velocity, in the non-inertial frame of reference of the spiral pattern. The variable velocity in an inertial frame of reference goes from 235 to 255 km s^{-1} . For the time being, we assume that the circular gas velocity is approximately equal to this velocity, and investigate the effects of such variable

3.2. EXPECTED $Q(RJGI)$ INDEX PROFILES IN A SPIRAL SHOCK SCENARIO.97

stellar velocity on the 1-D profiles of the photometric index $Q(rJgi)$.

Figure 3.30 shows theoretical profiles for the $Q(rJgi)$ index, obtained with the variable velocity plotted in Fig. 3.29. The models have an IMF upper mass limit of $10 M_{\odot}$, and a constant fraction of young stars of 2% throughout. A comparison with constant velocities of 120 km s^{-1} and 240 km s^{-1} is also shown.

Next, we investigate the effect of including variable, more realistic, mass fractions of old and young stars. To this end, we use the relative gas density shown in Fig. 3.31. This density was derived by Roberts (1969), using the same parameters listed above for his velocity solution. We then assume that the fraction of young stars must be 2% at an age of 3×10^7 years ($\theta \sim 20^\circ$), and propagate this fraction to other locations, supposing that the young stars share the gas density distribution (for example, the young stars fraction would be about 2.5% at an age of 1.5×10^7 years or $\theta \sim 10^\circ$). As already stated, for the old stars mass fraction we use $\beta_{II} = 1 - \beta_I$ (see equation 3.9). The theoretical Q profiles involving variable stellar velocities, and both variable and constant stellar densities are shown in figures 3.32 and 3.33, for IMF upper mass limits of 10 and $100 M_{\odot}$, respectively.

A further possible refinement to the models concerns the relative location of the shock and the potential minimum. According to Gittins & Clarke (2004), the shock location moves to different azimuthal values for tightly wound spirals. At small radii (inside corotation), the shock occurs near the potential minimum; at larger radii, though, the shock weakens and moves upstream towards the potential maximum. In real galaxies, the maximum surface density of old stars and the potential minimum will not coincide exactly (Zhang & Buta 2007). The gas responds to the potential minimum, while the maximum observed surface density of old stars marks the peak of the density wave. The old stars' surface density is commonly inferred from observations at $2\mu\text{m}$, although red supergiants may contribute 20% of the flux in this wavelength (Rix & Rieke 1993). Assuming that the onset of star formation occurs almost immediately after the shock, the resulting total stellar density (i.e., considering both young and old stars) will be affected by the relative positions of each component. In Fig. 3.34, we show a possible shape for a density wave taken from the K_s data of NGC 7125, assuming all the emission comes from an old population with a constant mass-to-light ratio. We try three positions of the density wave peak at, respectively, 10, 15, and 20 degrees away from the shock, with increasing widths. With these density distributions of old stars, and the variable velocity and relative density dis-

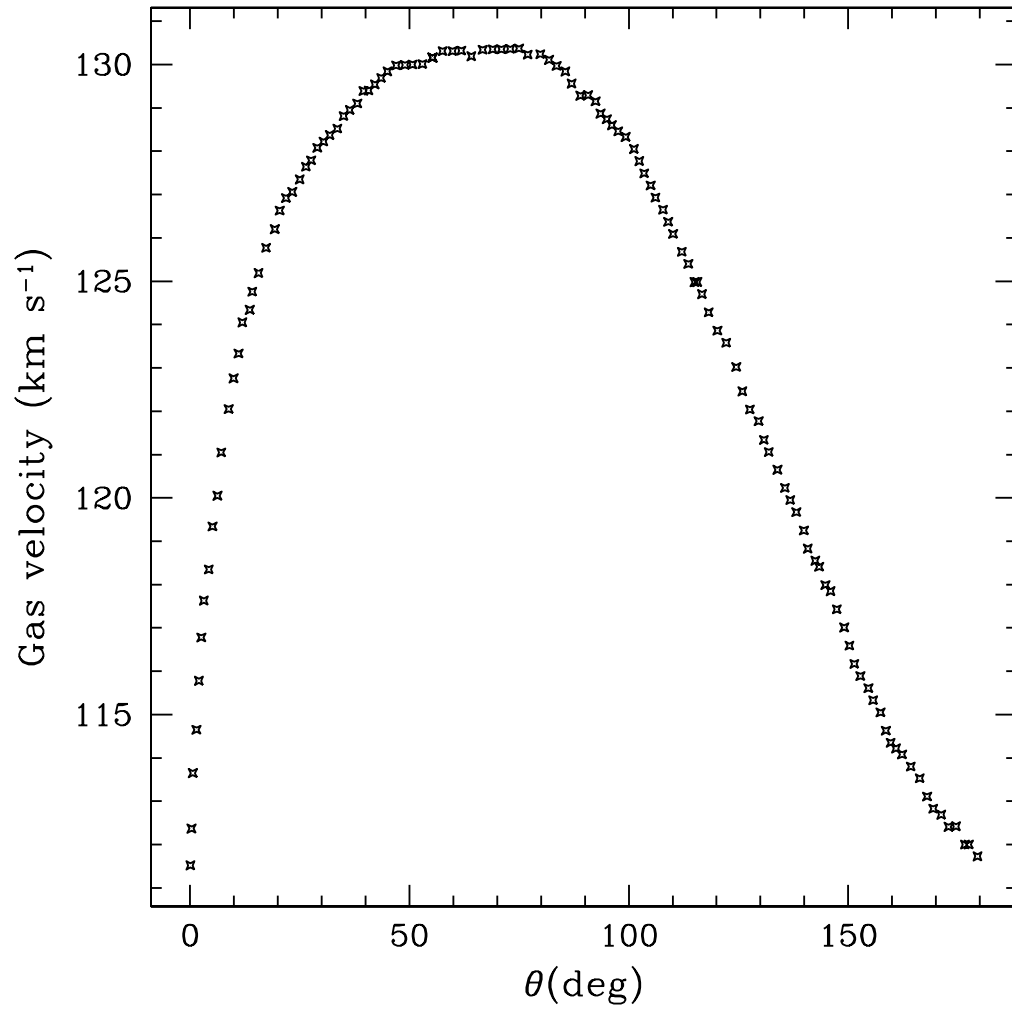


Figura 3.29: Gas circular velocity vs. angular distance obtained from the solution by Roberts (1969). The distance is measured relative to the spiral shock location, and the velocity, relative to the non-inertial frame of reference of the spiral pattern. We assume that the gas circular velocity is approximately equal to the velocity parallel to the spiral equipotential.

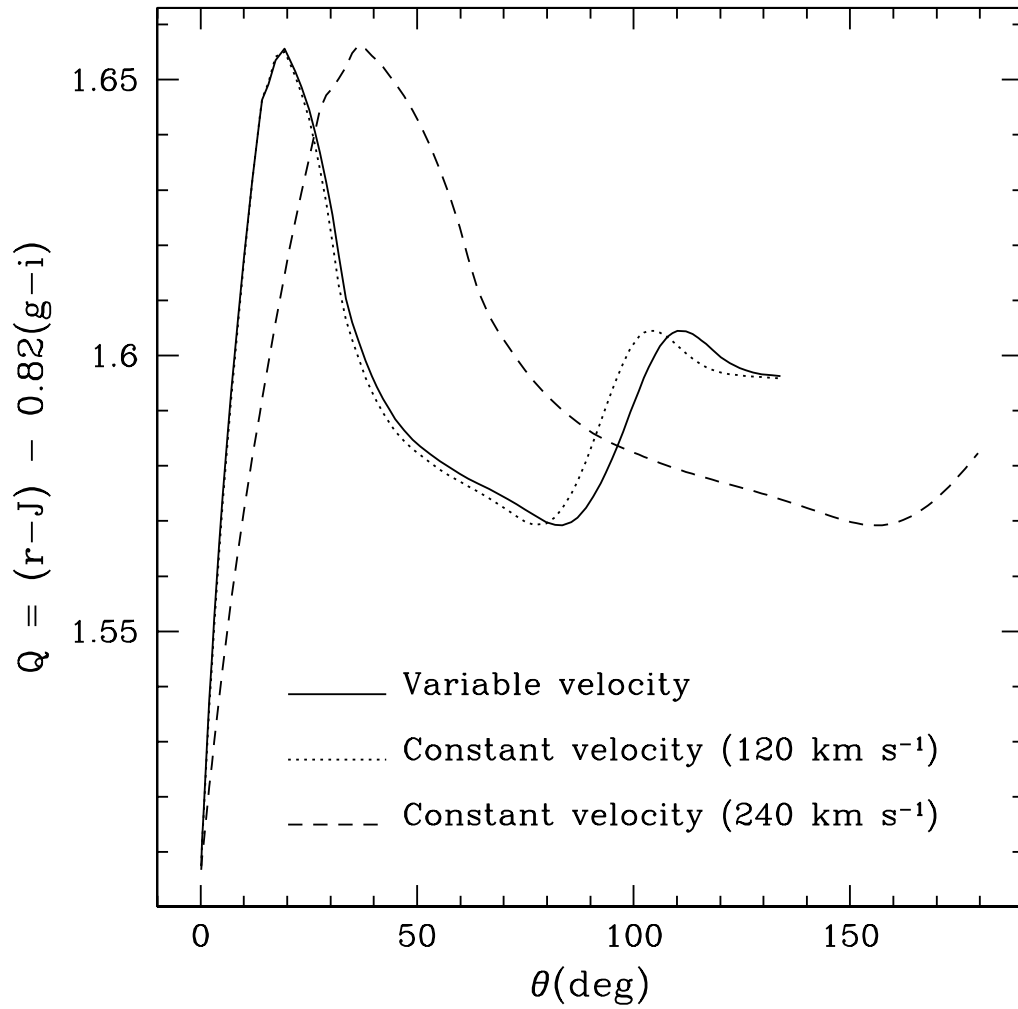


Figure 3.30: Theoretical profiles for the $Q(rJgi)$ photometric index, CB07 models. *Solid line:* stars have a variable orbital velocity, as shown in Fig. 3.29; *dotted line:* stars have a constant circular velocity of 120 km s^{-1} ; *dashed line:* stars with a constant orbital velocity of 240 km s^{-1} .

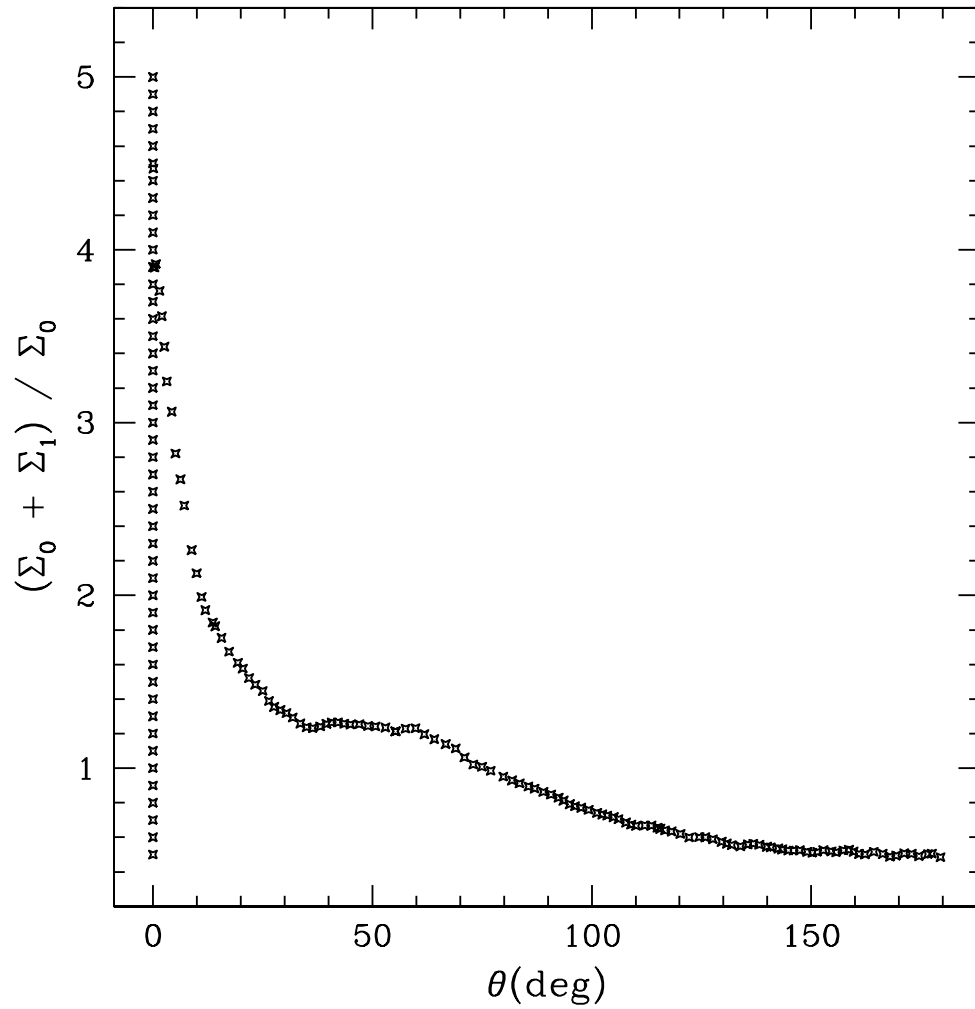


Figura 3.31: Gas relative density from the shock solution of Roberts (1969). Σ_0 is the unperturbed density in the axisymmetric potential, and Σ_1 is the perturbed density due to the spiral gravitational field. The resulting total gas density is $\Sigma = \Sigma_0 + \Sigma_1$.

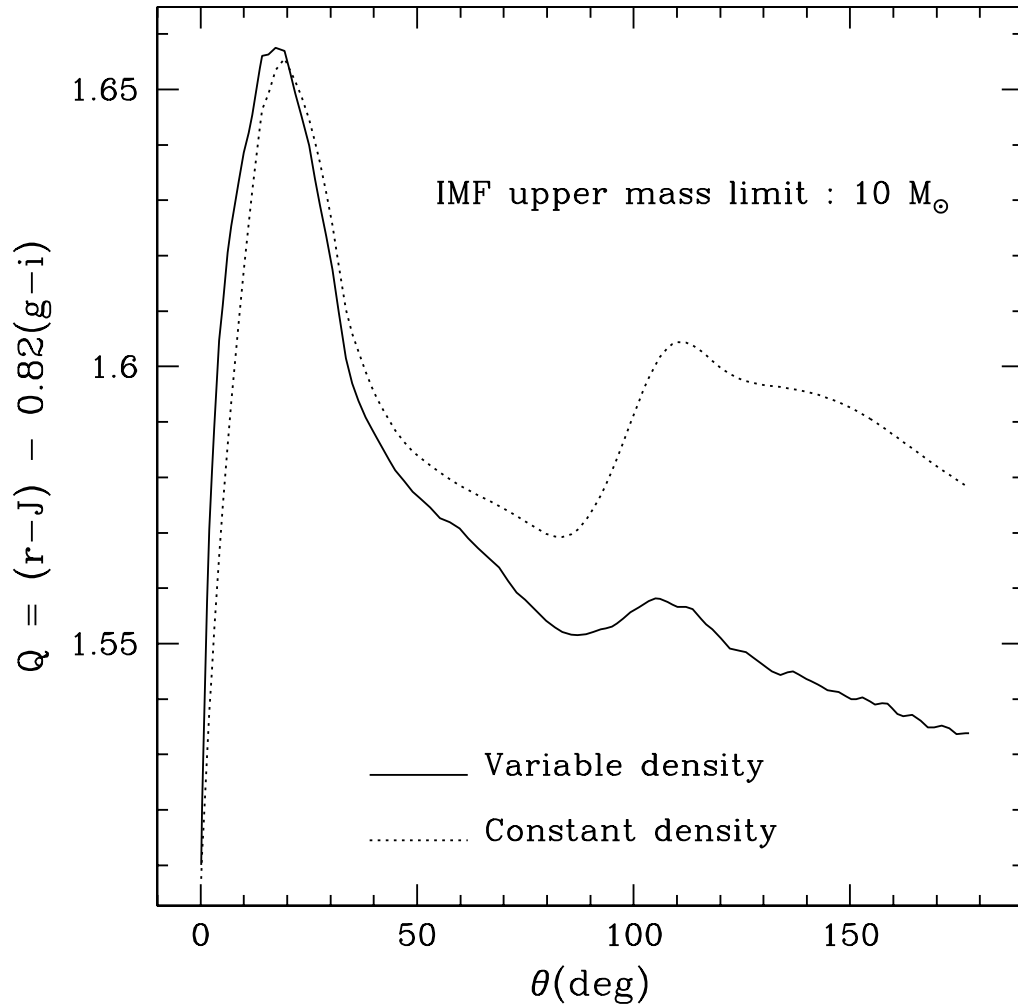


Figure 3.32: Model profiles for the photometric index $Q(rJgi)$, low IMF upper mass limit. *Solid line*: variable stellar velocity and density as shown in figures 3.29 and 3.31, respectively. *Dotted line*: variable stellar velocity and constant density (2% of young stars by mass). The IMF lower and upper mass limits are 0.1 and $10 M_{\odot}$, respectively, for both models.

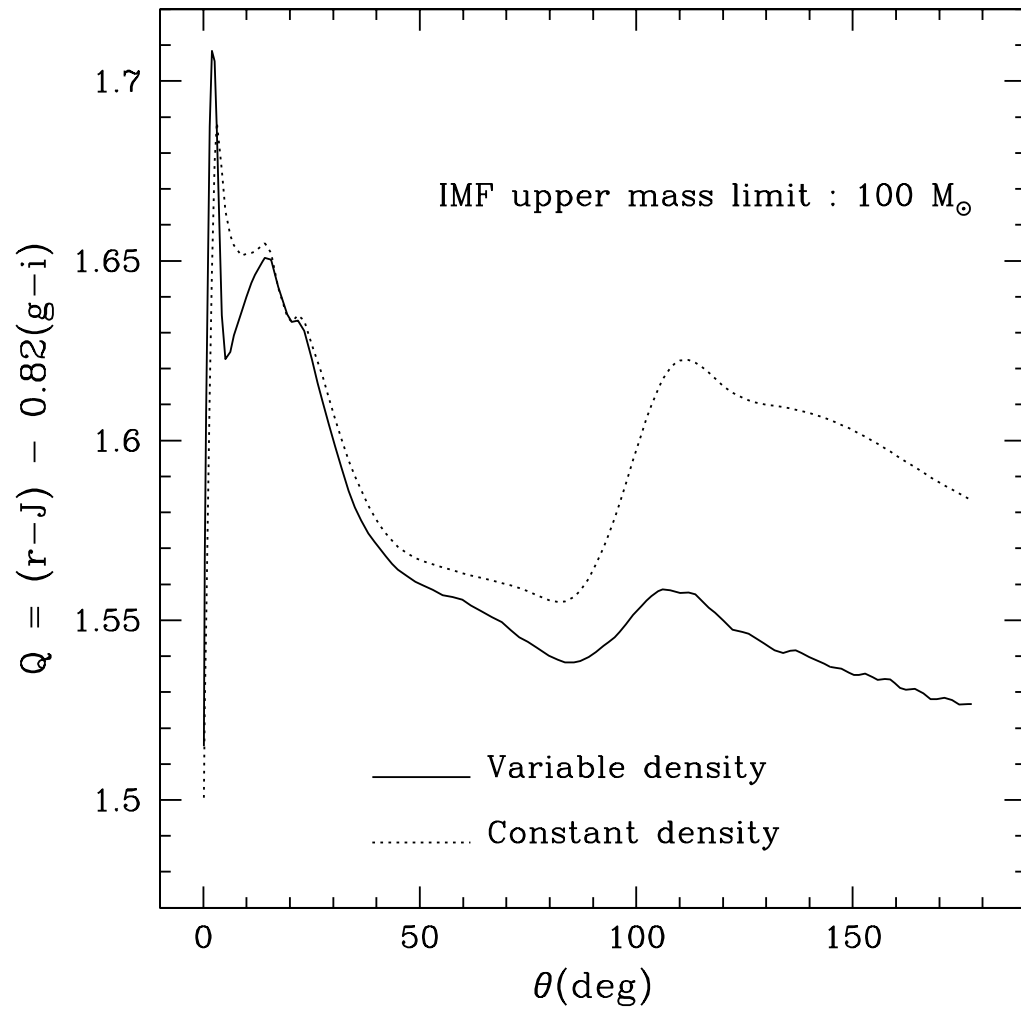


Figura 3.33: Model profiles for the photometric index $Q(rJgi)$, high IMF upper mass limit. *Solid line*: variable stellar velocity and variable stellar density; *dotted line*: variable stellar velocity and constant density. The IMF lower and upper mass limits are 0.1 and $100 M_{\odot}$, respectively, for both models.

tributions for young stars discussed previously (the fraction of young stars is taken to be 2% at an age of 3×10^7 years, and propagated to other positions following the gas density distribution shown in Fig. 3.31), we produce once again theoretical profiles for the $Q(rJgi)$ index. These are shown in figures 3.35 and 3.36, for IMF upper mass limits of 10 and 100 M_{\odot} , respectively. The comparison between the more complex models and those with constant stellar densities and velocities are also shown in this figures, for a fraction of young stars of 2% by mass. From this analysis it is clearly seen that galaxy azimuthal light profiles may suffer deformations depending on the density and velocity distributions of the underlying stars, being the deformation due to density the most important one.

It is worth noticing that in models with constant stellar density and velocity a degeneracy occurs between IMF upper mass limit and fraction of young stars (GG96), where models with low IMF upper mass limit and higher young star fraction resemble those with high upper mass limit and lower young star fraction (1%). This degeneracy is shown in Fig. 3.37.¹⁴ In models with a fraction of young stars that varies with azimuthal position, however, this degeneracy is broken, as is shown in figures 3.35 and 3.36. The models with an upper mass limit of 100 M_{\odot} show a peak close to the shock that is absent in those with $M_{upper} = 10 M_{\odot}$, although it is true that the peak might be lost in data with a poor signal-to-noise ratio.

3.2.2. Non-circular motions.

The motions of young stars under the assumption of spiral density wave triggering have been studied by, among others, Yuan (1969); Wielen (1973, 1978, 1979); Fernández et al. (2008). Wielen (1979) has emphasized that, in a galaxy with spiral density waves, newly-born stars have not had time to reach dynamical equilibrium with the galaxy potential. Hence, instead of responding to a stationary wave like the old population, young stars migrate out of the arms following complicated, non-circular, orbits. The aforementioned trajectories are not necessarily closed; also, they can run almost parallel to the arms for significant stretches, with the consequence that stars are not seen leaving the arms until they have somewhat aged and at a radius where the dust lane location does not mark the site of star formation; stars might

¹⁴A similar degeneracy exists between IMF upper mass limit and length of star formation burst (GG96), in the absence of independent constraints on their values.

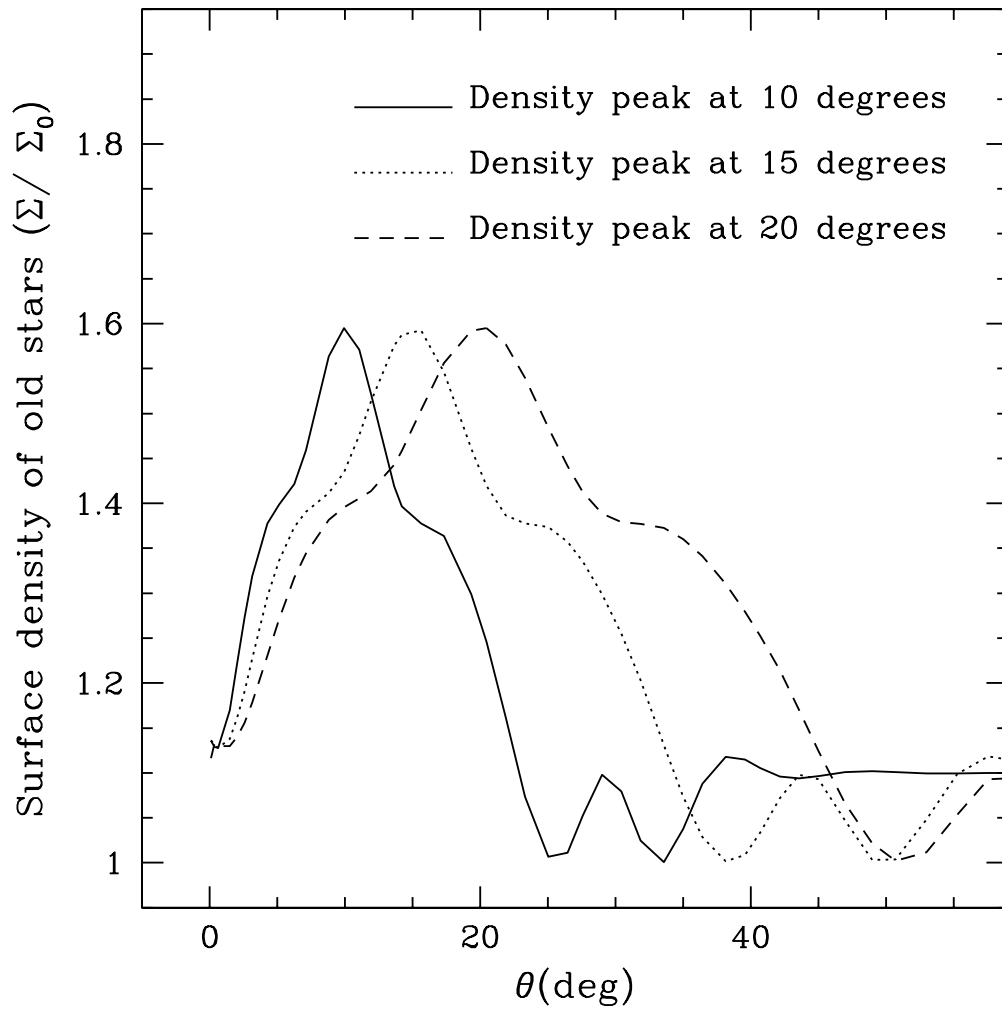


Figura 3.34: Density profiles of old stars for different locations of the density wave relative to the spiral shock. *Solid line*: old population density peak at 10° ; *dotted line*: density peak at 15° ; *dashed line*: density peak at 20° . Σ_0 is the unperturbed density in an axisymmetric potential; Σ_1 corresponds to the density wave perturbation; $\Sigma = \Sigma_0 + \Sigma_1$. Angular locations are the same as in previous figures.

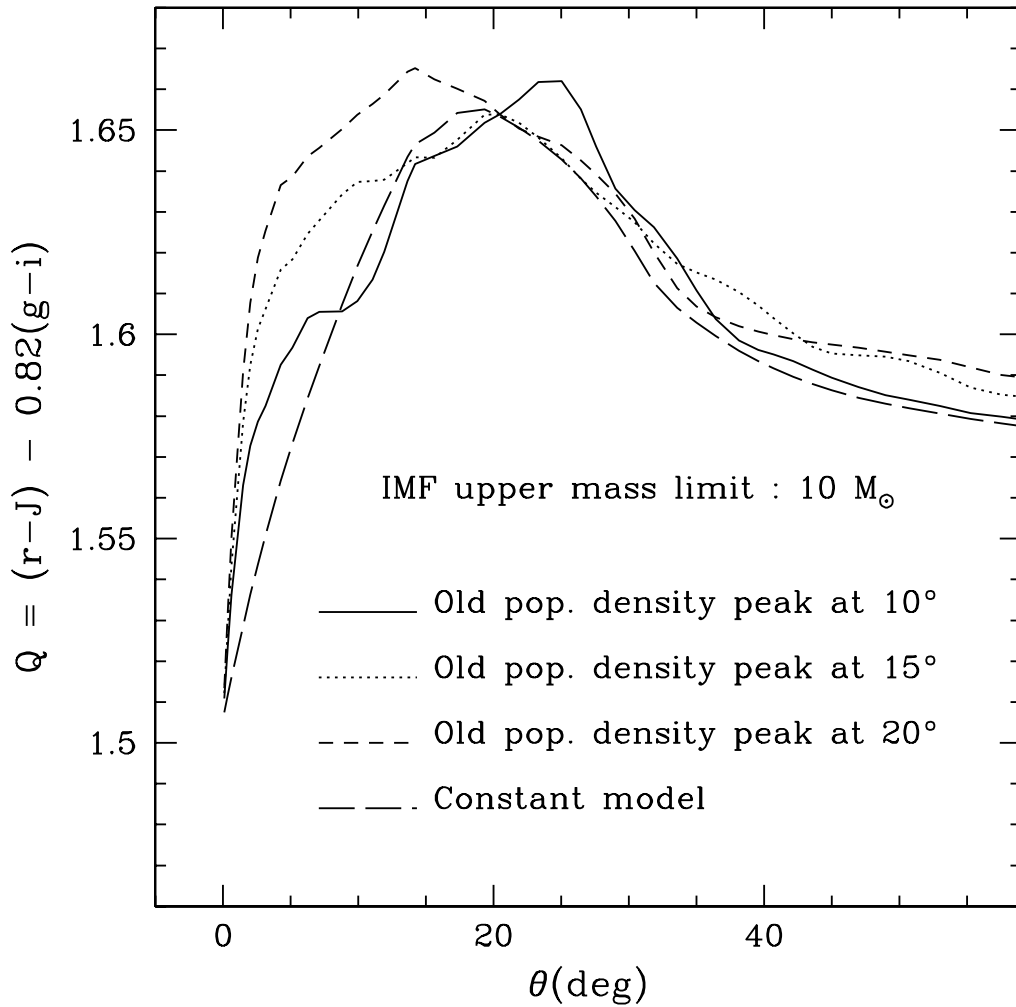


Figure 3.35: Theoretical Q profiles for variable stellar densities and velocities, in the case of an IMF upper mass limit of $10 M_{\odot}$. Each model corresponds to a different location of the stellar density wave peak, as shown in Fig. 3.34. Lines have same meaning as in Fig. 3.34, except for the *long-dashed line*: constant stellar density and velocity.

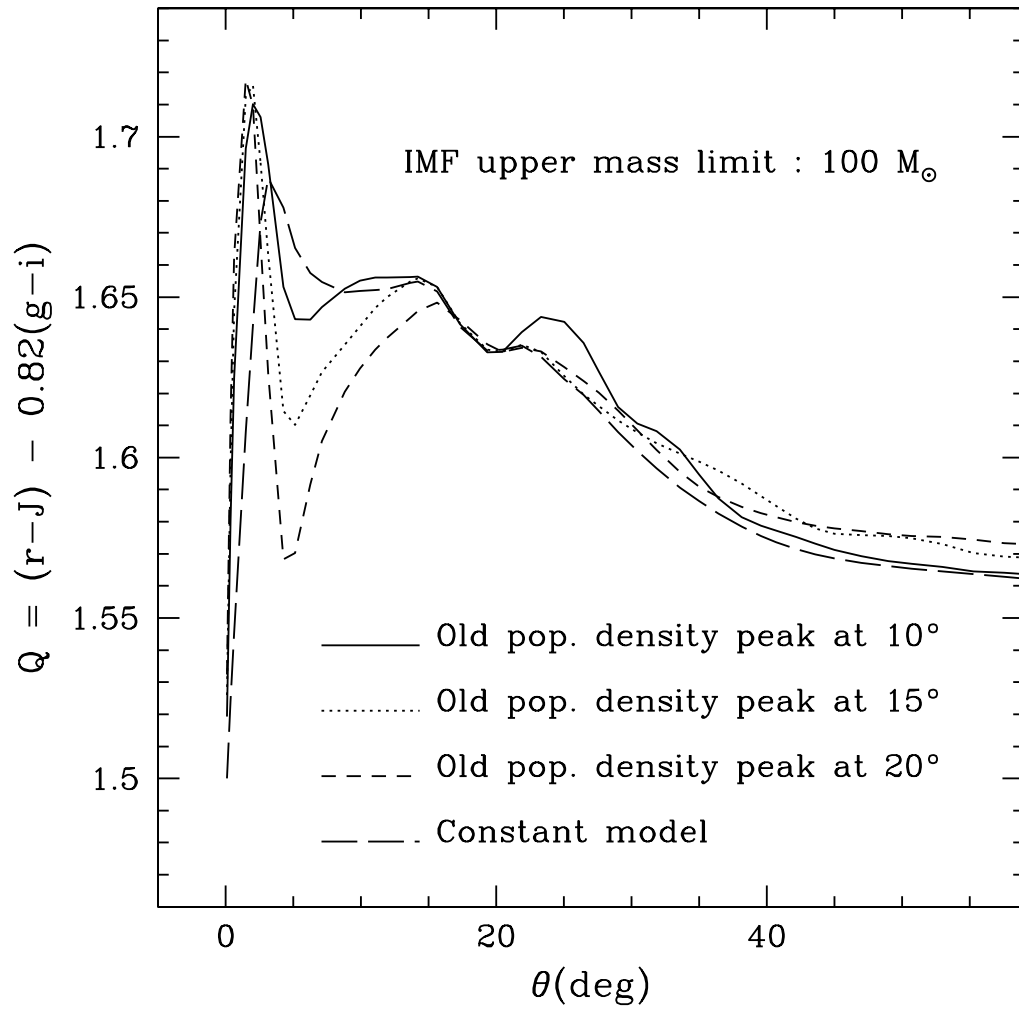


Figura 3.36: Same as Fig. 3.35, for an IMF upper mass limit of $100 M_{\odot}$. The main difference with respect to Fig. 3.35 is the sharp peak at $\theta \sim 0^{\circ}$.

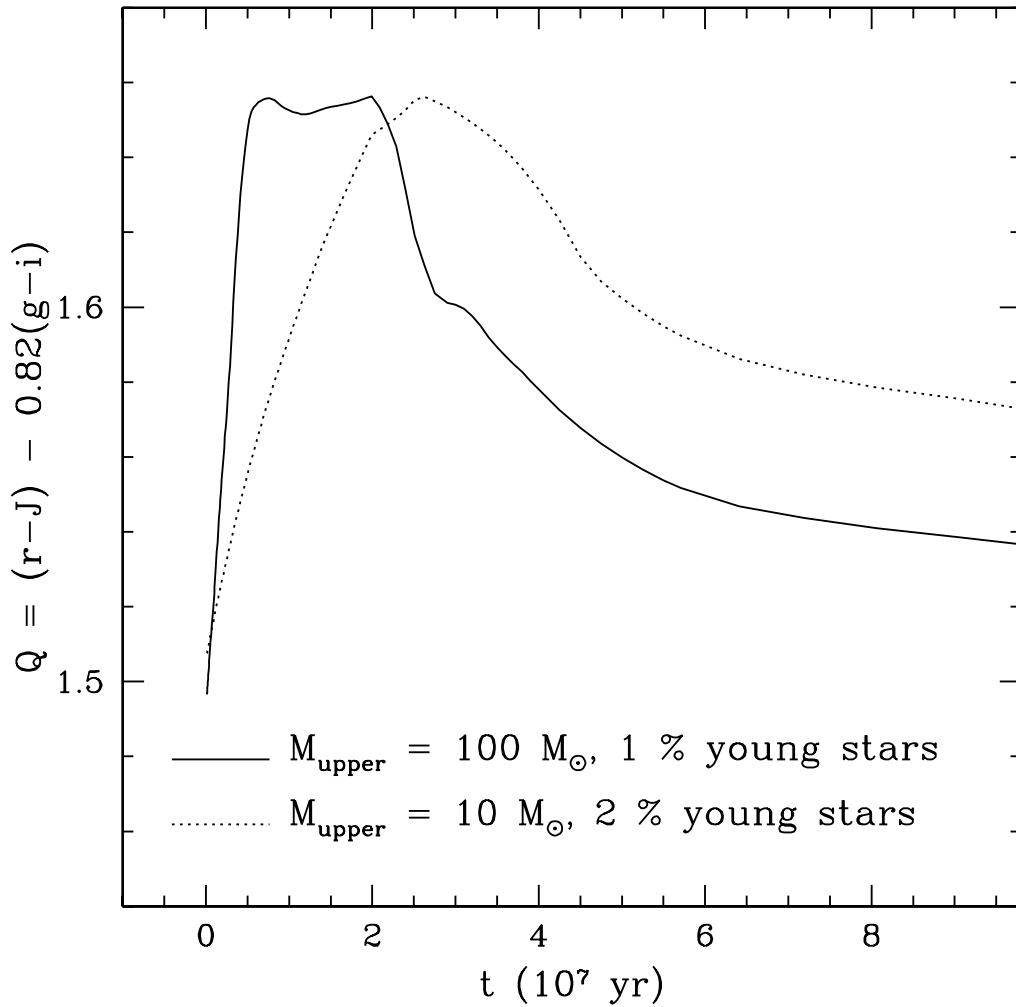


Figura 3.37: Degeneracy in constant stellar density models between IMF upper mass limit and fraction of young stars. *Solid line:* $M_{\text{upper}} = 100M_{\odot}$ and 1% (by mass) of young stars; *dotted line:* $M_{\text{upper}} = 10M_{\odot}$ and 2% of young stars. Burst duration is 2×10^7 years. The difference in the derived Ω_p from the two models would be $\sim 3 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$.

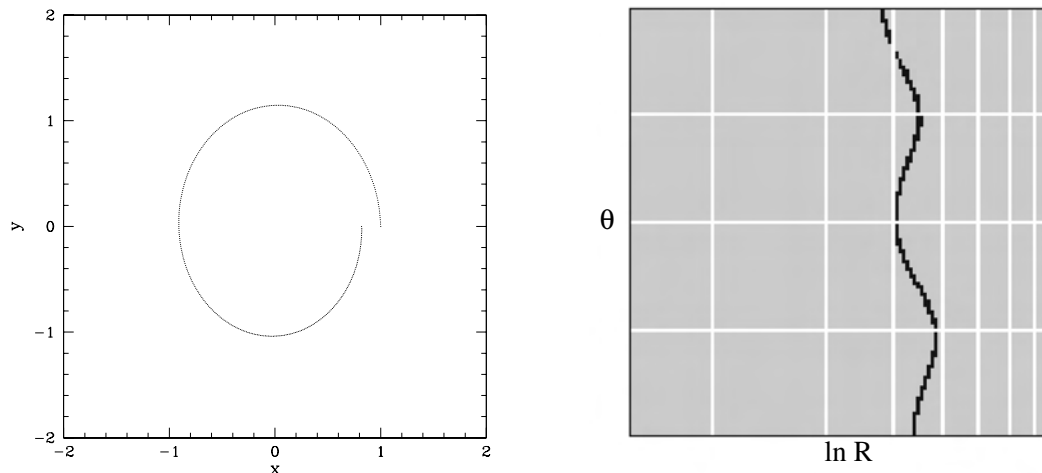


Figura 3.38: *Left*: Orbit in cartesian coordinates (arbitrary units). *Right*: The same orbit in the θ vs. $\ln R$ plane. Vertical lines represent circles every $\sim 0,3$ arbitrary units ($R = \sqrt{x^2 + y^2}$). Horizontal lines are distributed every 90° .

even move to locations upstream of the shock. The color gradients discussed before would overlap with stars drifting back to the arms.

Another consequence in real galaxies is that orbits are no longer vertical lines in the θ vs. $\ln R$ plane; rather, they are oblique and wavy, as shown in Fig. 3.38. Given that we have collapsed our data in radius to improve the signal-to-noise ratio, our analysis is insensitive to this effect.

Finally, if molecular clouds suffer the effects of the spiral shock, drift velocities will be smaller and stars will take longer to migrate away from the arms, as shown in Fig. 5 of Wielen (1979); there, lines of equal stellar age are closer together than in his Fig. 4, where clouds and young stars keep their pre-shock velocities.

Qualitatively, these phenomena are akin to the variable stellar velocities and densities considered in § 3.2.1, and whose impact on the derived density wave parameters is minimal, as briefly discussed in § 3.2.4. Numerical simulations beyond the scope of this paper would be required to assess their repercussions in a quantitative way.

3.2.3. The role of metallicity.

The chemical composition of spiral disks has been studied by several authors, mainly through spectroscopic studies of HII regions (Vila-Costas & Edmunds 1992; Zaritsky, Kennicutt & Huchra 1994; van Zee et al. 1998; Garnett 2002). Zaritsky, Kennicutt & Huchra (1994) measured the oxygen abundance,¹⁵ using a photoionization model for calibration, in 39 disk galaxies at the characteristic radius $r = 0.4\rho_0$, where ρ_0 is the $B = 25$ mag arcsec⁻² isophotal radius. Their main result for various Hubble types is shown in Fig. 3.39.

Adopting the usual normalization $X + Y + Z = 1$, where X , Y , and Z are, respectively, the abundances per unit mass of hydrogen, helium, and the remaining elements, we have:

$$\frac{Z(O)}{X} = 16(O/H), \quad (3.10)$$

where $Z(O)/Z$ is the fraction of Z due to oxygen. This fraction varies with metallicity between 41 % and 53 % in the Local Group of galaxies (Peimbert 2003). Taking the values $X = 0.75$ and $Z(O)/Z = 0.45$, the expression for Z in terms of the oxygen abundance is:

$$\log(Z) \simeq 1.43 + \log(O/H). \quad (3.11)$$

Assuming that young stars have metallicity values around the ones inferred from abundance ratios, we obtain that Z is in the range [0.006, 0.05] for the disk stars in the Zaritsky et al. (1994) sample. In Fig. 3.40 we show the behavior of the Q index for various combinations of metallicities for the young and old stars, using the CB07 models. In these models the adopted solar metallicity is $Z_{\odot} = 0.02$. The duration of the burst is 2×10^7 years, both young and old stars have a Salpeter IMF with $M_{lower} = 0.1M_{\odot}$ and $M_{upper} = 100M_{\odot}$. The fraction of young stars is 2 % by mass, and the old stellar background population is 5×10^9 years old.

When young stars have $Z > Z_{\odot}$, Q reaches much higher values than in models where young stars have subsolar metallicities. Models that differ in the metallicities of the young population show different Q values mainly between 1×10^7 and 3×10^7 yr, when the young stars are most prominent; if,

¹⁵Defined as $12 + \log(O/H)$, where (O/H) is the number ratio of oxygen to hydrogen atoms. The present day local ISM has the value $12 + \log(O/H) = 8.79 \pm 0.08$ (Carigi & Peimbert 2008).

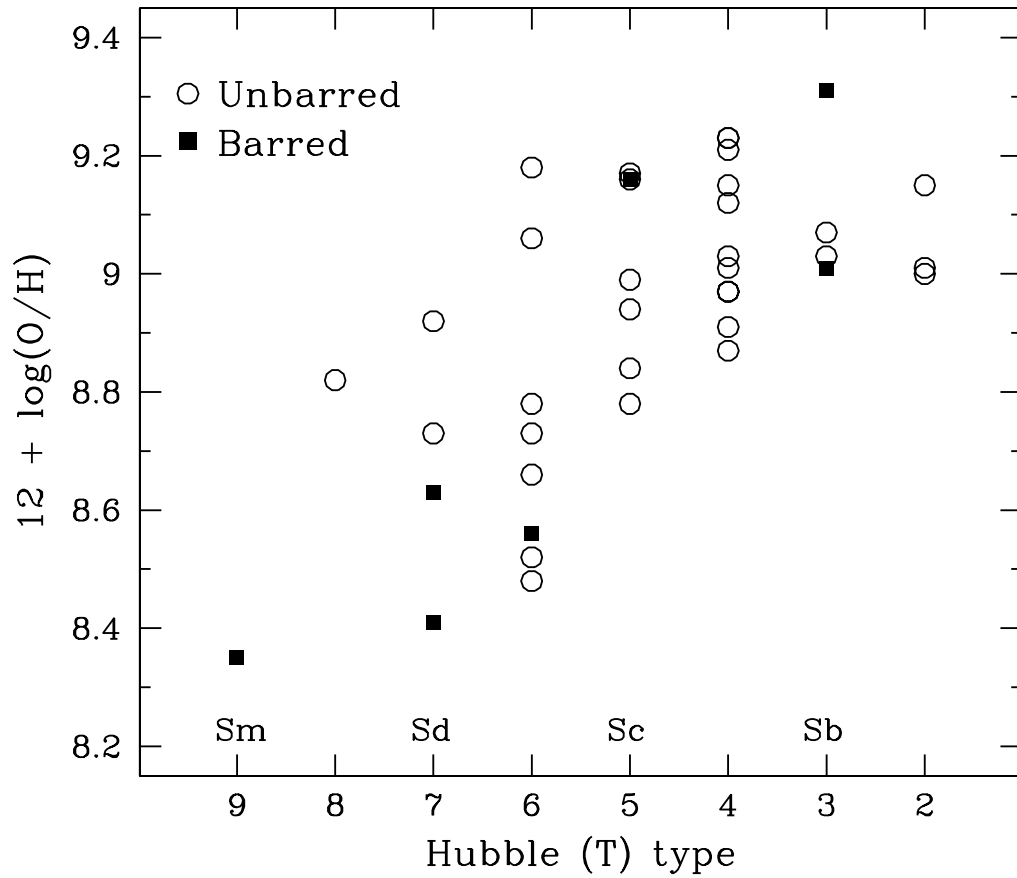


Figura 3.39: Characteristic abundance vs. Hubble type (T-type as defined by RC2) from Zaritsky, Kennicutt & Huchra (1994). Smaller T-types correspond to earlier type galaxies.

3.2. EXPECTED $Q(RJGI)$ INDEX PROFILES IN A SPIRAL SHOCK SCENARIO.111

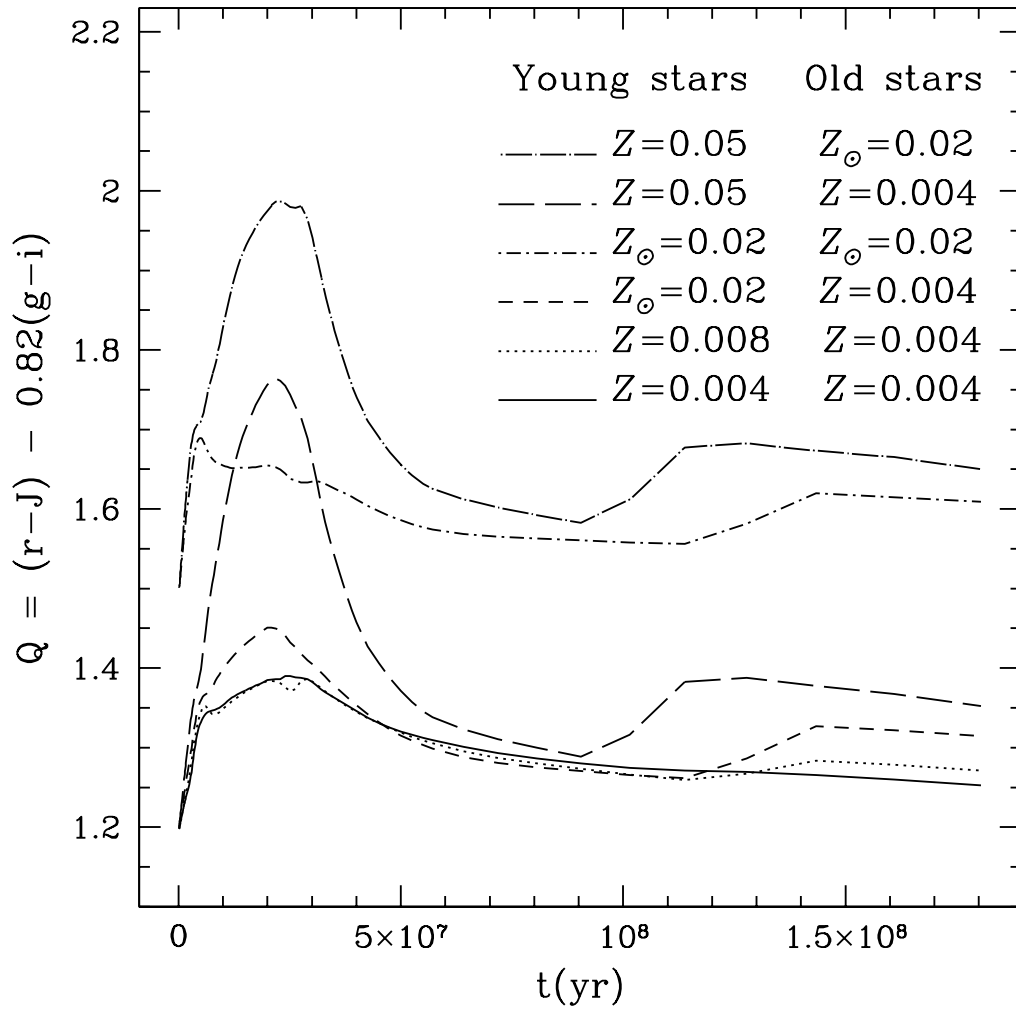


Figure 3.40: Q index behavior with different combinations of metallicities for the young and old stars. *Solid line:* $Z_{\text{young}} = 0.004$, $Z_{\text{old}} = 0.004$; *dotted line:* $Z_{\text{young}} = 0.008$, $Z_{\text{old}} = 0.004$; *dashed line:* $Z_{\text{young}} = 0.02$, $Z_{\text{old}} = 0.004$; *dashed-dotted line:* $Z_{\text{young}} = 0.02$, $Z_{\text{old}} = 0.02$; *long-dashed line:* $Z_{\text{young}} = 0.05$, $Z_{\text{old}} = 0.004$; *long-dashed-dotted line:* $Z_{\text{young}} = 0.05$, $Z_{\text{old}} = 0.02$.

on the other hand, the young stars have the same Z but the old populations do not, the models run basically parallel, with a roughly constant offset in the Q values at all ages.

3.2.4. Simple vs. complex models.

Through the comparison between examples of the more complex models presented and our data, we estimate that ignoring the deformations produced by variable densities, variable velocities, and different metallicities (see § 3.2.1, § 3.2.2 and § 3.2.3) would translate into a maximum error of approximately $\pm 1 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ in Ω_p (see also the Appendix). This quantity is well within the random errors computed for Ω_p shown in Table 3.5.

The small size of this error might signal a sort of selection bias: if non-linear effects were very important, it would be unlikely to find a gradient. On the other hand, remarkably, we have been able to detect gradients in an unprecedented 10 out of 13 galaxies. Not only have we quadrupled the historic number of detections, but we have found gradients in more than 75% of the subsample analyzed in this paper, that does not even comprise (with the exception of M 99) the “ Q effect” galaxies, i.e., the objects with the strongest features. This means that non-linear effects that would deform all gradients beyond recognition might not be too significant in galaxies with spiral density waves. When GG96 found the gradient in M 99, an obvious question that arose was whether NGC 4254 was an exception or if an adequate technique to search for the gradients had been finally devised. The present work answers that question unambiguously.

Furthermore, the comparison of the gradients with the simplest of models yields orbital resonance positions that match the observed spiral endpoints. These results agree with the predictions of density wave theory, and establish a strong link between disk dynamics and large scale star formation, as we argue below.

Capítulo 4

Discussion and conclusions.

If star formation is related to disk dynamics then, according to theory, the R_{res}/R_{end} ratio must be close to one, for either the 4:1 resonance, the corotation radius, or the OLR. Contopoulos & Grosbøl (1986), based on orbital calculations, determined that the spiral pattern of strong spirals must extend to the 4:1 resonance. Patsis, Contopoulos & Grosbøl (1991) defined strong spirals as those with large pitch angles (i.e., Sb and Sc galaxies, that are not tightly wound); their theory is considered “non linear”. Conversely, the “linear” theory of spiral density waves concerns itself with tightly wound spirals and has concluded that the arms of some normal (nonbarred) spirals reach corotation (Lin 1970) and are stationary, while those of others grow to the OLR (Mark 1976; Lin & Lau 1979; Toomre 1981). In the Contopoulos & Grosbøl (1986) treatment, the “linear” theory is recovered when spiral arms are not strong (as in Sa galaxies).

In Fig. 3.4, we can see that most spirals in our sample extend to the OLR and one of them (NGC 578) reaches corotation. The mean of the ratio R_{OLR}/R_{end} , for all 13 points, is 0.95 ± 0.03 . The reduced χ^2/n of this result is 7.12;¹ the probability of this result being due to chance for 13 degrees of freedom is less than 1 out of 10,000. If we remove the points corresponding to NGC 3938, NGC 7126, NGC 6951, and NGC 578, $R_{OLR}/R_{end} = 0.98 \pm 0.04$, with a reduced $\chi^2/n = 0.48$, for $n = 9$. This last result may indicate that some of our errors are overestimated. It is interesting to note that none of our objects is an Sa (weak spiral) galaxy. From this we may conclude that the “linear” result for the extent of spiral patterns applies to strong spirals

¹For an expected value of $R_{OLR}/R_{end} = 1$.

too!

On the other hand, for most objects the spiral begins at the location of the ILR, as expected. For the analysis presented here, though, the location of this resonance should be taken with care, since we are employing flat rotation curves, even at small radii. When using real rotation curves, the positions of the ILRs for our sample may vary. The possibility also exists that there is no ILR in some objects.

In some regions, the downstream values of the Q index are lower than the models. This is the case for NGC 4939 A, NGC 3162 B, NGC 1421 A, NGC 1421 C, NGC 7125 A, NGC 7125 C, NGC 578 A, and NGC 578 B. For the present analysis we have assumed that every star-forming region maintains its previous circular motion after the spiral shock. As already stated, in real galaxies the situation is different: variations in the velocity vector are present due to the shock itself and the resulting loss of angular momentum (Yuan & Grosbøl 1981; Fernández et al. 2008). This effect could explain the “downstream fall” of the gradients. Metallicity is another factor that can play a significant part: a lower metallicity of the older stars may produce a steep drop of the gradients (see § 3.2.3).

We have shown that azimuthal color gradients are common in spiral arms of disk galaxies. Even inverse color gradients have been found in the arms of NGC 1421, NGC 4939, and NGC 7125. The observed picture is, of course, not as clean as originally envisioned, for several reasons. Dust and HII regions may mask the gradients (GG96); indeed, all the detected gradients have been satisfactorily fitted with models where $M_{upper} = 10 M_{\odot}$. Other star formation mechanisms, like self-propagating star formation, may take place simultaneously with density wave triggering in spiral arms and disks in general. Likewise, there may be substructure formation, as a result of non-linear and chaotic effects associated to the wave phenomenon itself (Chakrabarti et al. 2003; Dobbs & Bonnell 2006; Kim & Ostriker 2006; Shetty & Ostriker 2006). In the future, three aspects can be improved when carrying out this type of study. (1) A better determination of the inclination angle of the galaxy, and of the rotation curve at different radii; this will reduce the uncertainty in Ω_p . (2) The inclusion in the models of the variable density distributions of young and old stars, as well as of the stellar velocity changes near the spiral shocks. This will account for non-circular motions near the spiral shocks and for the higher order terms in equation 3.2. Numerical simulations or semi-analytical treatments may be needed, particularly for the young stars; also, the contribution of red supergiants to the observed K -band surface brightness should

be considered when modeling the distribution of old stars. (3) Spectroscopic studies could be very helpful as diagnostics of the population properties, particularly of the metallicity along the gradients.

According to the dynamic parameters derived from our analysis, spiral arms mostly extend to the OLR and sometimes to the corotation radius. Ten of thirteen objects (77%) support this conclusion. Similar results have been obtained by other authors as well (e.g., Elmegreen et al. 1992; Zhang & Buta 2007). In view of the consistency between the pattern speeds and resonance positions determined from the azimuthal stellar gradients, and the predictions of density wave theory, we conclude that disk dynamics do play an important role in large scale star formation in some spiral galaxies.

We are grateful to the anonymous referee for her/his helpful comments. It is a pleasure to thank A. Watson, L. Loinard, and S. Lizano for their advice and motivation. We thank M. Peimbert for useful discussions about chemical abundances, and J. Huchra for kindly responding our inquires about Hubble distances. We also acknowledge CONACyT and DGEP (UNAM), México, for financial support during the development of this work.

Capítulo 5

Trabajo en progreso

El principal objetivo del proyecto es investigar la relación existente entre la estructura espiral y la formación estelar en galaxias de disco. Para este proyecto contamos con una muestra de 31 galaxias espirales de diferentes tipos de Hubble, vistas casi de cara (face-on). El artículo enviado a la revista *“The Astrophysical Journal”* analiza 13 galaxias tipos A y AB. Las galaxias restantes son galaxias barradas y galaxias con una asimetría en la formación estelar en sus discos que hemos denominado “efecto Q ”, por el índice fotométrico que empleamos en el análisis. Algunos ejemplos de este “efecto Q ” se muestran en la figura 5.1. El trabajo que desarrollaré subsecuentemente se enfocará principalmente en la continuación de la investigación efectuada en mi tesis doctoral. Para ello planeamos analizar las galaxias restantes y publicar los resultados en tres artículos más, que serían:

1. Artículo referente al análisis de las galaxias barradas (ver tabla 5.1).
2. Artículo referente al análisis de las galaxias con “efecto Q ” (ver tabla 5.2).
3. Artículo con las estadísticas y conclusiones generales.

Cuadro 5.1: Galaxias barradas (sin “efecto Q”)

Nombre	Tipo
NGC 718	SAB(s)a
NGC 7479	SB(s)c
NGC 6907	SB(s)bc
NGC 5383	SB(rs)b
NGC 7496	SB(s)b
NGC 266	SB(rs)ab
NGC 986	SB(rs)ab
NGC 4314	SB(rs)a

Cuadro 5.2: Galaxias con “efecto Q”

Nombre	Tipo
NGC 7217	SA(r)a
NGC 7083	SA(s)bc
NGC 3338	SA(s)c
NGC 4254	SA(s)c
NGC 4603	SA(s)c
NGC 3001	SAB(rs)bc
NGC 864	SAB(rs)c
NGC 1703	SB(r)b
NGC 4593	RSB(rs)b
NGC 3059	SB(rs)bc
NGC 3513	SB(rs)c

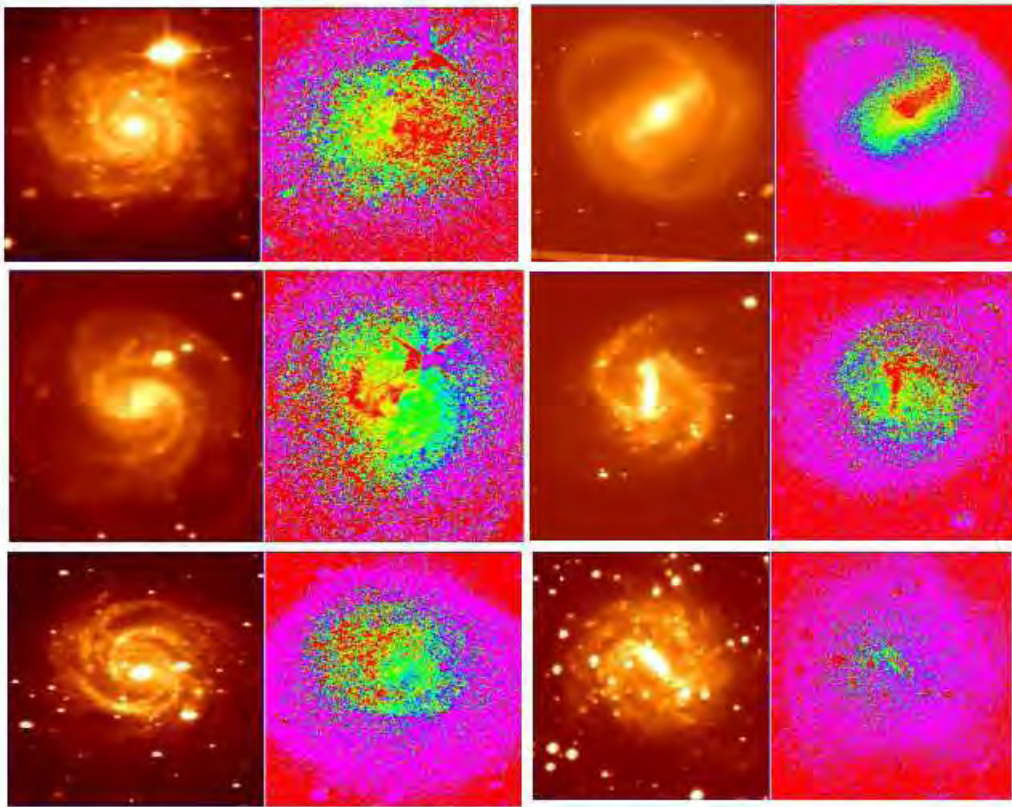


Figura 5.1: Efecto Q . Imágenes en la banda óptica g , izquierda, y en el índice fotométrico $Q(rJgi)$, derecha. Con excepción del último objeto en la esquina inferior derecha, los discos parecen dividirse en dos mitades.

Capítulo 6

Apéndice

6.1. Pattern speed and corotation radius error calculation.

In principle, the three contributors to the random error in the pattern speed, σ_{Ω_p} ($\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$), are the uncertainties in: the inclination angle, σ_α ; the rotation velocity, $\sigma_{v_{max}}$; and the distance to the galaxy, σ_D .

In order to compute σ_{Ω_p} from equation 3.6, and hence the uncertainty in the resonance positions, we replace R_{mean} , v_{rot} , and d with their corresponding expressions in terms of independent variables. We obtain:

$$\Omega_p = \frac{k_1 v_{max}}{r D (\sin \alpha)} - \frac{k_2}{t} \cos^{-1} \left(\frac{\frac{x_1 x_2}{\cos^2 \alpha} + y_1 y_2}{r^2} \right), \quad (6.1)$$

$$r = \frac{\sqrt{\frac{x_1^2}{\cos^2 \alpha} + y_1^2} + \sqrt{\frac{x_2^2}{\cos^2 \alpha} + y_2^2}}{2}, \quad (6.2)$$

where constant $k_1 = \frac{648000}{p_s \pi}$ (pixels), p_s is the adopted plate scale in arcsec pixel^{-1} , constant $k_2 = 9.766 \times 10^8$ ($\text{yr km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$), r is the mean deprojected radius of the region in pixels; v_{max} is the maximum rotation velocity in km s^{-1} ; (x_1, y_1) and (x_2, y_2) are the cartesian coordinates (in pixels) of the extremes of the curved line segment corresponding to the studied region in the non-deprojected image (the origin is located at the center of the object and the galaxy major axis runs along the y coordinate); D is the distance to the object in kpc; α is the inclination angle used to deproject the image; and t is the stellar model age in years.

The corotation radius, R_{CR} (kpc), is:

$$R_{\text{CR}} = \frac{v_{\text{max}}}{(\sin \alpha)\Omega_p}. \quad (6.3)$$

The expressions for each contributor to the error calculation are:

$$\Delta\Omega_p[\alpha] = \Omega_p(\alpha + \sigma_\alpha, v_{\text{max}}, D, t) - \Omega_p(\alpha, v_{\text{max}}, D, t) \quad (6.4)$$

$$\Delta\Omega_p[v_{\text{max}}] = \Omega_p(\alpha, v_{\text{max}} + \sigma_{v_{\text{max}}}, D, t) - \Omega_p(\alpha, v_{\text{max}}, D, t) \quad (6.5)$$

$$\Delta\Omega_p[D] = \Omega_p(\alpha, v_{\text{max}}, D + \sigma_D, t) - \Omega_p(\alpha, v_{\text{max}}, D, t) \quad (6.6)$$

$$\sigma_{\Omega_p} = \sqrt{(\Delta\Omega_p[\alpha])^2 + (\Delta\Omega_p[v_{\text{max}}])^2 + (\Delta\Omega_p[D])^2}. \quad (6.7)$$

Values for $\pm\sigma$ were calculated, and the absolute $\Delta\Omega_p$ values were averaged. Similar expressions hold for $\sigma_{R_{\text{CR}}}$. Figure 6.1 shows the $\Delta\Omega_p$ and ΔR_{CR} absolute average values for each region listed in Table 3.5. The systematic error due to the choice of stellar population model was estimated by comparing the Ω_p values derived with the simple models of § 3.1.4, on the one hand, with examples of the more complex models discussed in § 3.2.4, on the other.

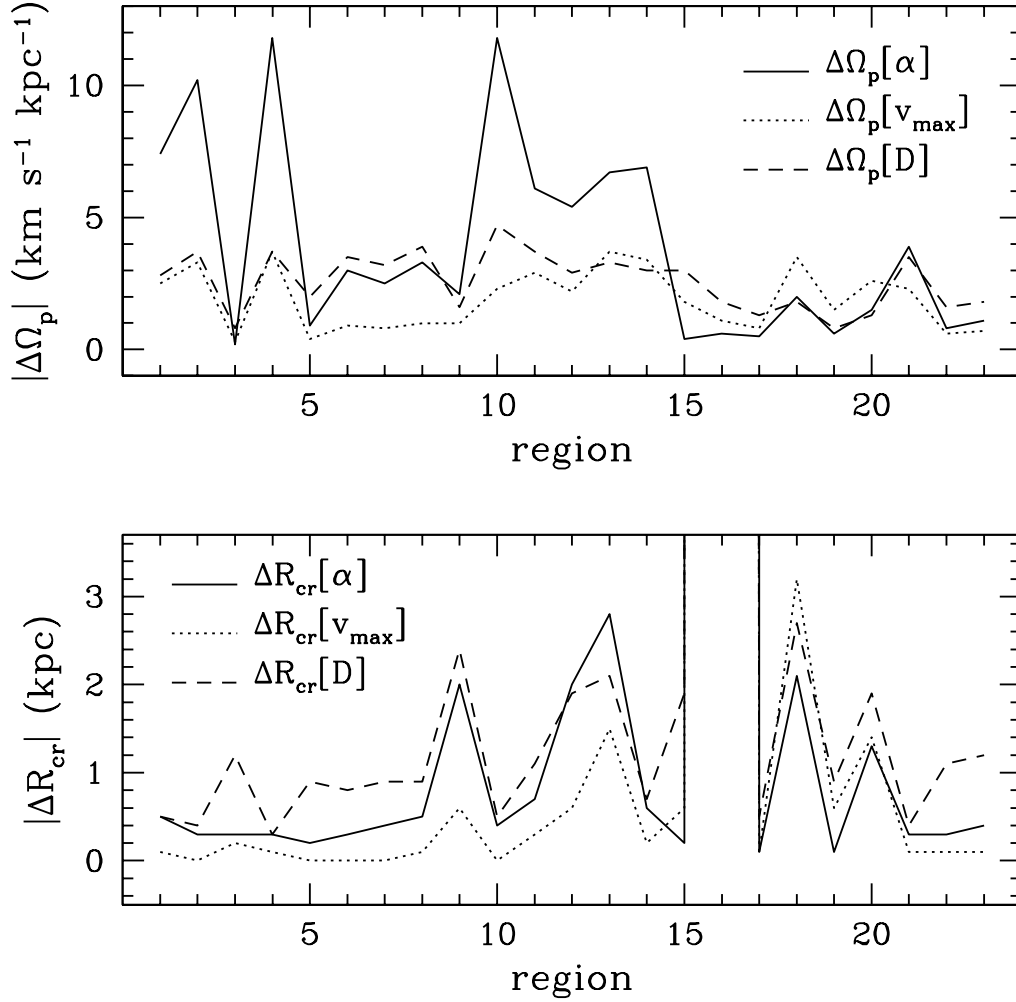


Figure 6.1: Absolute $\Delta\Omega_p$ and ΔR_{CR} average values for galaxy regions. Regions are identified by their numbers in Table 3.5. *Solid line*: contribution from inclination angle, α ; *dotted line*: contribution from rotation velocity, v_{max} ; *dashed line*: contribution from distance to the galaxy, D . The measurements are shown as continuous lines for easiness of reading; in reality, they are discrete points.

6.2. Cálculo de distancias de Hubble

La Ley de Hubble (Hubble 1929) es una ecuación que relaciona las distancias a las galaxias con su velocidad de alejamiento. Las velocidades de alejamiento de las galaxias (respecto de la Vía Láctea) pueden sufrir desviaciones con respecto a un flujo de Hubble perfecto, debido a la fuerza gravitacional de concentraciones de masa cercanas.

Para contrarrestar este problema se han elaborado modelos que corrigen los efectos de concentraciones importantes como el Cúmulo de Virgo, el Gran Atractor (GA) y el Supercúmulo de Shapley.

El Cúmulo de Virgo es un cúmulo de galaxias situado aproximadamente a una distancia 16.5 ± 1.1 Mpc (Mei et al. 2007), en dirección de la Constelación de Virgo. Contiene más de 1000 galaxias y forma parte, al igual que el Grupo Local (incluyendo nuestra Vía Láctea), de la región central del Supercúmulo Local.¹ Los supercúmulos son colecciones de miles de galaxias con tamaños lineales de alrededor de ~ 100 Mpc. El Grupo Local está localizado cerca del borde del Cúmulo de Virgo, al cual es atraído. El Gran Atractor es una anomalía gravitacional en la constelación del Centauro, y está escondido detrás del plano de la Vía Láctea. Es probable que el Gran Atractor represente el centro del Supercúmulo Local. Más allá del Gran Atractor se encuentra el Supercúmulo de Shapley. El Gran Atractor y Supercúmulo de Shapley son las más grandes e importantes concentraciones en el universo local.

En esta investigación utilizamos el modelo de Mould et al. (2000) para calcular velocidades características del flujo de Hubble. En este modelo, primeramente se obtiene:

$$V_o = V_H - 79 \cos l \cos b + 296 \sin l \cos b - 36 \sin b \quad (\text{km s}^{-1}), \quad (6.8)$$

donde V_o es la velocidad observada del objeto (galaxia), corregida al centroide del Grupo Local; V_H es la velocidad heliocéntrica de la galaxia en cuestión, y l, b son sus coordenadas Galácticas (longitud y latitud, respectivamente).

Procedemos a calcular la cantidad $\cos \theta$, donde θ es el ángulo proyectado en la esfera celeste entre el objeto y el atractor. Mediante elementos de trigonometría esférica, tenemos:

$$\cos \theta = \cos(\delta_O) \cos(\delta_A) + \sin(\delta_O) \sin(\delta_A) \cos(\alpha_A - \alpha_O), \quad (6.9)$$

¹También llamado Supercúmulo de Virgo.

$$\delta_O = 90^\circ - (\text{dec. objeto}), \quad (6.10)$$

$$\delta_A = 90^\circ - (\text{dec. atractor}), \quad (6.11)$$

donde las coordenadas ecuatoriales de ascensión recta y codeclinación (o distancia angular al polo) del objeto (α_O, δ_O) y del atractor (α_A, δ_A) son utilizadas.

Posteriormente se emplean las fórmulas:

$$V_{\text{infall}} \approx V_{\text{fid}} \cos \theta + V_{\text{fid}} \left(\frac{V_o - V_a \cos \theta}{r_{\text{oa}}} \right) \left(\frac{r_{\text{oa}}}{V_a} \right)^{1-\gamma}, \quad (6.12)$$

$$r_{\text{oa}} = \sqrt{V_o^2 + V_a^2 - 2V_o V_a \cos \theta}, \quad (6.13)$$

donde los términos V_{fid} y V_a se muestran en la siguiente tabla, respectivamente, para el Cúmulo de Virgo, el Gran Atractor y el Supercúmulo de Shapley. Por simplicidad del modelo se supone $\gamma = 2$.

Parámetros del modelo

Cúmulo	A.R. (1950)	Dec. (1950)	V_a km s ⁻¹	V_{fid} km s ⁻¹
Virgo	12h 28m 19s	+12° 40'	957±35	200±20
GA	13h 20m 00s	-44° 00'	4380±150	400±50
Shapley	13h 30m 00s	-31° 00'	13600±150	85±20

La velocidad “cósmica” corregida, respecto al Grupo Local es:,

$$V_{\text{cosmic}} = V_o + V_{\text{infall}}(\text{Virgo}) + V_{\text{infall}}(\text{GA}) + V_{\text{infall}}(\text{Shapley}) + \dots, \quad (6.14)$$

donde los puntos suspensivos indican correcciones para otras concentraciones de masa necesarias.

Finalmente la distancia (D) al objeto se calcula mediante la Ley de Hubble:

$$D = \frac{V_{\text{cosmic}}}{H_0}, \quad (6.15)$$

con $H_0 = 71 \pm 6 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

6.3. Error fotométrico en $Q(rJgi)$

La expresión para $Q(rJgi)$ puede expresarse de la siguiente manera:

$$Q(rJgi) = (r - J) - y(g - i), \quad (6.16)$$

$$Q(rJgi) = 2.5 \log_{10} \frac{I_g^y I_J}{I_r I_i^y}, \quad (6.17)$$

donde $y = \frac{E(r-J)}{E(g-i)} = 0.82$, e I_x es la intensidad de flujo en cada banda. Definimos la función f como:

$$f(I_g, I_r, I_i, I_J) = \frac{I_g^y I_J}{I_r I_i^y}. \quad (6.18)$$

Mediante análisis de propagación de errores (Bevington & Robinson 2003), se puede demostrar que la ecuación para la incertidumbre σ_f es:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_f^2}{f^2} = & \frac{y^2 \sigma_{I_g}^2}{I_g^2} + \frac{\sigma_{I_J}^2}{I_J^2} + 2y \frac{\text{cov}(I_g, I_J)}{I_g I_J} + \frac{\sigma_{I_r}^2}{I_r^2} + \frac{y^2 \sigma_{I_i}^2}{I_i^2} + 2y \frac{\text{cov}(I_r, I_i)}{I_r I_i} \\ & - 2y \frac{\text{cov}(I_g, I_r)}{I_g I_r} - 2 \frac{\text{cov}(I_r, I_J)}{I_r I_J} - 2y^2 \frac{\text{cov}(I_g, I_i)}{I_g I_i} - 2y \frac{\text{cov}(I_i, I_J)}{I_i I_J}, \end{aligned} \quad (6.19)$$

donde:

$$\text{cov}(I_g, I_J) = 0.8 \sigma_{I_g} \sigma_{I_J} \quad (6.20)$$

$$\text{cov}(I_g, I_r) = 0.9 \sigma_{I_g} \sigma_{I_r} \quad (6.21)$$

$$\text{cov}(I_r, I_J) = 0.8 \sigma_{I_r} \sigma_{I_J} \quad (6.22)$$

$$\text{cov}(I_g, I_i) = 0.9 \sigma_{I_g} \sigma_{I_i} \quad (6.23)$$

$$\text{cov}(I_i, I_J) = 0.8 \sigma_{I_i} \sigma_{I_J}. \quad (6.24)$$

De las ecuaciones 6.17 y 6.18 tenemos:

$$Q(rJgi) = 2.5 \log_{10} f = 2.5 \frac{\ln f}{\ln(10)} = 1.08574 \ln f. \quad (6.25)$$

El error σ_Q , en magnitudes, viene dado por:

$$\sigma_Q = 1.08574 \left(\frac{\sigma_f}{f} \right). \quad (6.26)$$

Ahora bien, el error para cada banda en flujo (e.g., σ_{I_g} para la banda g) puede calcularse con las fórmulas tradicionales que involucran el error de Poisson para las cuentas, el error del cielo, el ruido de lectura, etc. (Howell 2006; Glass 1999). Debe de tomarse en cuenta en estas expresiones el número de pixeles que se han promediado en el resultado final (para esta investigación hay promedios cuando se desenrollan los brazos espirales y cuando se colapsan en la coordenada $\ln R$). Esto disminuye el error aproximadamente como σ/\sqrt{n} , donde n es el número de pixeles promediados.

Bibliografía

- Allen, R. J. 1996, *New Extragalactic Perspectives in the New South Africa*, 209, 50
- Avedisova, V. S. 1989, *Astrophysics*, 30, 83
- Baade, W., & Gaposchkin, C. H. P. 1963, *Evolution of stars and galaxies.*, Cambridge, Harvard University Press 1963.
- Bagnulo, S., Jehin, E., Ledoux, C., Cabanac, R., Melo, C., Gilmozzi, R., & The ESO Paranal Science Operations Team 2003, *The Messenger*, 114, 10
- Baldwin, J. E., Lynden-Bell, D., & Sancisi, R. 1980, *MNRAS*, 193, 313
- Ballesteros-Paredes, J., Hartmann, L. 2007, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 43, 123
- Ballesteros-Paredes, J., Hartmann, L., Vázquez-Semadeni, E. 1999, *ApJ*, 527, 285
- Banfi, M., Rampazzo, R., Chincarini, G., & Henry, R. B. C. 1993, *A&A*, 280, 373
- Bertelli, G., Girardi, L., Marigo, P., & Nasi, E. 2008, *A&A*, 484, 815
- Bertin, G. 1991, *Dynamics of Galaxies and Their Molecular Cloud Distributions*, 146, 93
- Bertin, G. 1999, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 41, 285
- Bertin, G., & Lin, C. C. 1996, *Spiral structure in galaxies a density wave theory*, Cambridge, MA MIT Press

- Bertin, G., Lin, C. C., Lowe, S. A., Thurstans, R. P. 1989a, *ApJ*, 338, 78
- Bertin, G., Lin, C. C., Lowe, S. A., Thurstans, R. P. 1989b, *ApJ*, 338, 104
- Bevington, P. R., & Robinson, D. K. 2003, *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, 3rd ed., MA: McGraw-Hill
- Binney, J., & Merrifield, M. 1998, *Galactic Astronomy* (Princeton: Princeton Univ. Press)
- Binney, J., & Tremaine, S. 1987, Princeton, NJ, Princeton University Press, 1987
- Block, D. L., & Wainscoat, R. J. 1991, *Nature*, 353, 48
- Bruzual, A. G. 2004, *The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei*, 222, 121
- Bruzual, G., 2007, in *Proceedings of the IAU Symposium No. 241 "Stellar populations as building blocks of galaxies"*, eds. A. Vazdekis and R. Peletier, Cambridge: Cambridge University Press, 125 (arXiv:astro-ph 0703052).
- Bruzual, A. G., Charlot, S. 1993, *ApJ*, 405, 538
- Bruzual, G., Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Bruzual, A. G., Magris, G., Calvet, N. 1988, *ApJ*, 333, 673
- Burningham, B., Naylor, T., Littlefair, S. P., Jeffries, R. D. 2005, *MNRAS*, 363, 1389
- Carigi, L., & Peimbert, M. 2008, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 44, 341
- Cepa, J., & Beckman, J. E. 1989, *Ap&SS*, 156, 289
- Cepa, J., Beckman, J. E. 1990, *ApJ*, 349, 497
- Cepa, J., & Beckman, J. E. 1990, *A&AS*, 83, 211
- Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763
- Chakrabarti, S., Laughlin, G., Shu, F. H. 2003, *ApJ*, 596, 220
- Charlot, S., & Bruzual, A. G. 1991, *ApJ*, 367, 126

- Charlot, S., & Fall, S. M. 2000, *ApJ*, 539, 718
- Coelho, P., Barbuy, B., Melendez, J., Allen, D. M., & Castilho, B. 2003, *Bulletin of the Astronomical Society of Brazil*, 23, 98
- Contopoulos, G., & Grosbøl, P. 1986, *A&A*, 155, 11
- Contopoulos, G. 1972, Lecture notes at the Astronomy program of the Department of Physics and Astronomy at the University of Maryland during July-August, 1971, College Park
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., & Corwin, H. G. 1976, Second reference catalogue of bright galaxies, Austin: University of Texas Press
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., Jr., Buta, R. J., Paturel, G., & Fouque, P. 1991, Volume 1-3, XII, 2069 pp. 7 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York (RC3)
- de Vaucouleurs, G. 1959, *Handbuch der Physik*, 53, 275
- del Río, M. S., & Cepa, J. 1998, *A&A*, 340, 1
- Dobbs, C. L., & Bonnell, I. A. 2006, *MNRAS*, 367, 873
- Donner, K. J., & Thomasson, M. 1994, *A&A*, 290, 785
- Doom, C., de Greve, J. P., de Loore, C. 1985, *ApJ*, 290, 185
- Efremov, Y. N. 1985, *Soviet Astron. Lett.*, 11, 69
- Elmegreen, B. G. 1995, *The Formation of the Milky Way*, 28
- Elmegreen, D. M., & Elmegreen, B. G. 1982, *MNRAS*, 201, 1021
- Elmegreen, B. G., & Elmegreen, D. M. 1983a, *MNRAS*, 203, 31
- Elmegreen, B. G., & Elmegreen, D. M. 1983b, *ApJ*, 267, 31
- Elmegreen, B. G., & Elmegreen, D. M. 1986, *ApJ*, 311, 554
- Elmegreen, B. G., Elmegreen, D. M., Montenegro, L. 1992, *ApJS*, 79, 37
- Elmegreen, B. G., Lada, C. J. 1977, *ApJ*, 214, 725

- Eminian, C., Kauffmann, G., Charlot, S., Wild, V., Bruzual, G., Rettura, A., & Loveday, J. 2008, MNRAS, 384, 930
- Fan, Z., & Lou, Y.-Q. 1997, MNRAS, 291, 91
- Fernández, D., Figueras, F., Torra, J. 2008, A&A, 480, 735
- Fujimoto, M. 1968, IAU Symposium, 29, 453
- García Gómez, C., & Athanassoula, E. 1993, A&AS, 100, 431
- Garnett, D. R. 2002, ApJ, 581, 1019
- Georgelin, Y. M., & Georgelin, Y. P. 1976, A&A, 49, 57
- Gerola, H., & Seiden, P. E. 1978, ApJ, 223, 129
- Gittins, D. M., Clarke, C. J. 2004, MNRAS, 349, 909
- Glass, I. S. 1999, Handbook of infrared astronomy, Cambridge University Press
- Gómez, G. C., & Cox, D. P. 2002, ApJ, 580, 235
- Gómez, G. C., & Cox, D. P. 2004, ApJ, 615, 744
- González, R. A., Allen, R. J., Dirsch, B., Ferguson, H. C., Calzetti, D., & Panagia, N. 1998, ApJ, 506, 152
- González, R. A., & Graham, J. R. 1996, ApJ, 460, 651 (GG96)
- Hamuy, M., Walker, A. R., Suntzeff, N. B., Gigoux, P., Heathcote, S. R., Phillips, M. M. 1992, PASP, 104, 533
- Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Heathcote, S. R., Walker, A. R., Gigoux, P., Phillips, M. M. 1994 PASP, 106, 566
- Hawarden, T. G., Leggett, S. K., Letawsky, M. B., Ballantyne, D. R., Casali, M. M. 2001, MNRAS, 325, 563
- Hayes, D. S. 1970, ApJ, 159, 165

- Heap, S. R., & Lanz, T. 2003, in Proceedings of the ESO-USM-MPE Workshop on Multiwavelength Mapping of Galaxy Formation and Evolution, Venice, (ed. A. Renzini)
- Hodge, P., Jaderlund, E., & Meakes, M. 1990, *PASP*, 102, 1263
- Hoskin, M. 1997, *The Cambridge Illustrated History of Astronomy*
- Howell, S. B. 2006, *Handbook of CCD astronomy*, 2nd ed., UK: Cambridge University Press
- Hubble, E. 1929, *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168
- Hubble, E. P. 1936, *Realm of the Nebulae*, by E.P. Hubble. New Haven: Yale University Press, 1936
- Indebetouw, R., et al. 2008, *AJ*, 136, 1442
- Iye, M., Okamura, S., Hamabe, M., & Watanabe, M. 1982, *ApJ*, 256, 103
- Kennicutt, R. C., & Hodge, P. W. 1980, *ApJ*, 241, 573
- Kim, W.-T., Ostriker, E. C. 2006, *ApJ*, 646, 213
- Knapen, J. H., Arnth-Jensen, N., Cepa, J., & Beckman, J. E. 1993, *AJ*, 106, 56
- Kuchinski, L. E., Terndrup, D. M., Gordon, K. D., Witt, A. N. 1998, *AJ*, 115, 1438
- Lauberts, A. 1982, *Garching: European Southern Observatory (ESO)*.
- Lin, C. C. 1970, in *IAU Symp. 38, The Spiral Structure of Our Galaxy*, ed. W. Becker & G. I. Contopoulos (Dordrecht: Reidel), 377
- Lin, C. C., & Lau, Y. Y. 1979, *Stud. Appl. Math.*, 60, 97
- Lin, C. C., & Shu, F. H. 1964, *ApJ*, 140, 646
- Lin, C. C., & Shu, F. H. 1966, *Proceedings of the National Academy of Science*, 55, 229
- Lindblad, B. 1963, *Stockholms Obs. Ann.*, 22, 5

- Lou, Y. 1998, *Cosmic Microwave Background and Large Scale Structure of the Universe*, 151, 112
- Lynden-Bell, D., & Kalnajs, A. J. 1972, *MNRAS*, 157, 1
- Lynden-Bell, D., & Ostriker, J. P. 1967, *MNRAS*, 136, 293
- Marigo, P., & Girardi, L. 2007, *A&A*, 469, 239
- Mark, J. W.-K. 1971, *Proceedings of the National Academy of Science*, 68, 2095
- Mark, J. W. K. 1976, *ApJ*, 205, 363
- Martos, M. A., & Cox, D. P. 1998, *ApJ*, 509, 703
- Martos, M., Allen, C., Franco, J., & Kurtz, S. 1999, *ApJ*, 526, L89
- Martos, M., Hernandez, X., Yáñez, M., Moreno, E., Pichardo, B. 2004, *MNRAS*, 350, 47
- Massey, P., Gronwall, C. 1990, *ApJ*, 358, 344
- Massey, P., Strobel, K., Barnes, J. V., Anderson, E. 1988, *ApJ*, 328, 315
- Massey, P., Silkey, M., Garmany, C. D., Degioia-Eastwood, K. 1989, *AJ*, 97, 107
- Mathewson, D. S., Van Der Kruit, P. C., & Brouw, W. N. 1972, *A&A*, 17, 468
- McCall, M. L., & Schmidt, F. H. 1986, *ApJ*, 311, 548
- Mei, S., Blakeslee, J. P., Côté, P., Tonry, J. L., West, M. J., Ferrarese, L., Jordán, A., Peng, E. W., Anthony, A., Merritt, D. 2007, *ApJ*, 655, 144
- Morgan, W. W., Sharpless, S., & Osterbrock, D. 1952, *AJ*, 57, 3
- Mould, J. R. et al. 2000, *ApJ*, 529, 786
- Mouschovias, T. Ch., Tassis, K., Kunz, M. W. 2006 *ApJ*, 646, 1043
- Mueller, M. W., & Arnett, W. D. 1976, *ApJ*, 210, 670

- Nilson, P. 1973, Uppsala General Catalogue of Galaxies, Acta Universitatis Upsalienis, Nova Regiae Societatis Upsaliensis.
- Oke, J. B., Gunn, J. E. 1983, ApJ, 266, 7130
- Oort, J. H. 1970, The Spiral Structure of our Galaxy, 38, 1
- Patsis, P. A., Contopoulos, G., Grosbøl, P. 1991 A&A, 243, 373
- Paturel, G., Fang, Y., Petit, C., Garnier, R., Rousseau, J. 2000, A&AS, 146, 19
- Paturel, G., Theureau, G., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Coudreau-Durand, N., Hallet, N., Petit, C. 2003, A&A, 412, 57
- Peimbert, A. 2003, ApJ, 584, 735
- Peletier, R. F., Valentijn, E. A., Moorwood, A. F. M., Freudling, W., Knapen, J. H., Beckman, J. E. 1995, A&A, 300, L1
- Persson, S. E., Murphy, D. C., Krzeminski, W., Roth, M., & Rieke, M. J. 1998, AJ, 116, 2475
- Phookun, B., Vogel, S. N., & Mundy, L. G. 1993, ApJ, 418, 113
- Pišmiš, P. 1963, Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya, 3, 127
- Pišmiš, P. 1970, The Spiral Structure of our Galaxy, 38, 452
- Puerari, I., & Dottori, H. 1997, ApJ, 476, L73
- Rand, R. J. 1992, AJ, 103, 815
- Rengarajan, T.Ñ., & Verma, R. P. 1986, A&A, 165, 300
- Rieke, G. H., Lebofsky, M. J. 1985, ApJ, 288, 618
- Rix, H.W., & Rieke, M. J. 1993, ApJ, 418, 123
- Roberts, W. W. 1969, ApJ, 158, 123
- Rumstay, K. S., & Kaufman, M. 1983, ApJ, 274, 611

- Ryder, S. D., & Dopita, M. A. 1994, *ApJ*, 430, 142
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sánchez-Blázquez, P., Jimenez-Vicente, J., Peletier, R., Vazdekis, A., Gorgas, J., Cardiel, N., Selam, S., & Falcón, J. 2003, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 17, 192
- Schinnerer, E., Weiss, A., Scoville, N. Z., & Aalto, S. 2004, *BAAS*, 36, 812
- Schneider, D. P., Gunn, J. E., & Hoessel, J. G. 1983, *ApJ*, 264, 337
- Schweizer, F. 1976, *ApJS*, 31, 313
- Seigar, M. S., & James, P. A. 2002, *MNRAS*, 337, 1113
- Shetty, R., Ostriker, E. C. 2006, *ApJ*, 647, 997
- Shu, F. H. 1997, *Proceedings of the 21st Century Chinese Astronomy Conference*, 21
- Shu, F. H., Adams, F. C., Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Shu, F. H., Milione, V., Gebel, W., Yuan, C., Goldsmith, D. W., & Roberts, W. W. 1972, 173, 557
- Sievers, A. W., Mezger, P. G., Kreysa, E., Haslam, C. G. T., Lemke, R., & Gordon, M. A. 1991, *A&A*, 251, 231
- Sitnik, T. G. 1989, *Soviet Astron. Lett.*, 15, 388
- Sitnik, T. G. 1991, *Soviet Astronomy Letters*, 17, 61
- Skrutskie, M. F. et al. 1997, *ASSL Vol. 210: The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys*, 25
- Skrutskie, M. F. et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Slyz, A. D., Kranz, T., Rix, H.-W. 2003, *MNRAS*, 346, 1162
- Stone, R.P.S. 1977, *ApJ*, 218, 767
- Tacconi, L. J., & Young, J. S. 1990, *ApJ*, 352, 595

- Talbot, R. J. Jr., Jensen, E. B., & Dufour, R. J. 1979, *ApJ*, 229, 91
- Thomasson, M., Elmegreen, B. G., Donner, K. J., & Sundelius, B. 1990, *ApJ*, 356, L9
- Thuan, T. X., Gunn, J. E. 1976, *PASP*, 88, 543
- Tinsley, B. M. 1980, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 5, 287
- Tody, D. 1986, "The IRAF Data Reduction and Analysis System" in *Proc. SPIE Instrumentation in Astronomy VI*, ed. D.L. Crawford, 627, 733
- Tody, D. 1993, "IRAF in the Nineties" in *Astronomical Data Analysis Software and Systems II*, A.S.P. Conference Ser., Vol 52, eds. R.J. Hanisch, R.J.V. Brissenden, & J. Barnes, 173.
- Toomre, A. 1969, *ApJ*, 158, 899
- Toomre, A. 1977, *ARA&A*, 15, 437
- Toomre, A. 1981, In: *The structure and evolution of normal galaxies*, Proceedings of the Advanced Study Institute, (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 111
- Valdes, F., Gupta, R., Rose, J. A., Singh, H. P., & Bell, D. J. 2004, *ApJS*, 152, 251
- van Zee, L., Salzer, J. J., Haynes, M. P., O'Donoghue, A. A., & Balonek, T. J. 1998, *AJ*, 116, 2805
- Vila-Costas, M. B., & Edmunds, M. G. 1992, *MNRAS*, 259, 121
- Visser, H. C. D. 1980, *A&A*, 88, 159
- Vivas, A. K., Zinn, R., & Gallart, C. 2006, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 25, 37
- Vogel, S. N., Kulkarni, S. R., Scoville, N. Z. 1988, *Nature*, 334, 402
- Wade, R. A., Hoessel, J. G., Elias, J. H., Huchra, J. P. 1979, *PASP*, 91, 35
- Wainscoat, R. J., & Cowie, L. L. 1992, *AJ*, 103, 332

- Wielen, R. 1973, *A&A*, 25, 285
- Wielen, R. 1978, *Structure and Properties of Nearby Galaxies*, 77, 93
- Wielen, R. 1979, *The Large-Scale Characteristics of the Galaxy*, 84, 133
- Witt, A. N., Thronson, H. A., Jr., Capuano, J. M., Jr. 1992, *ApJ*, 393, 611
- Xilouris, E. M., Byun, Y. I., Kylafis, N. D., Paleologou, E. V., Papamastorakis, J. 1999, *A&A*, 344, 868
- Yáñez, M. A., Norman, M. L., Martos, M. A., Hayes, J. C. 2008, *ApJ*, 672, 207
- Yuan, C. 1969, *ApJ*, 158, 889
- Yuan, C., Grosbøl, P. 1981, *ApJ*, 243, 432
- Yun, M. S., Ho, P. T. P., & Lo, K. Y. 1994, *Nature*, 372, 530
- Zaritsky, D., Kennicutt, R. C. Jr., Huchra, J. P. 1994, *ApJ*, 420, 87
- Zhang, X. 1996, *ApJ*, 457, 125
- Zhang, X. 1998, *ApJ*, 499, 93
- Zhang, X., & Buta, R. J. 2007, *AJ*, 133, 2584
- Zwicky, F. 1955, *PASP*, 67, 232