

Estudio de Estructuras Espirales en Modelos de Discos Galácticos

Study of Spiral Structures in Models of Galactic Disks

Diego Valencia-Enriquez^{a*} & Ivânio Puerari^a

^aInstituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica (INAOE), Puebla, México.

Aceptado 2014; Publicado en línea 2015.

ISSN 2256-3830.

Resumen

Con el fin de entender el mecanismo físico subyacente a brazos no estacionarios de galaxias espirales en discos galácticos, se ejecutó una serie de simulaciones de N-cuerpos con 1.2 y 8 millones de partículas. Las condiciones iniciales fueron escogidas siguiendo los modelos de Kuijken-Dubinski. En este trabajo se presenta una sub-muestra de todas las simulaciones, en la cual se cambiaron la dispersión de velocidad radial y la escala de altura de la componente discoidal. Se analizó el crecimiento de la estructura espiral usando la Transformada de Fourier unidimensional (FT1D) y bidimensional (FT2D). Se muestran gráficos de la amplitud de Fourier $|A(p, m)|$ como función del tiempo, el cual muestran claramente el mecanismo del *swing amplification* actuando en los discos estelares de las simulaciones. Por otra parte, hay un modelo que forma una barra. En el sistema de referencia de la barra se clasificó geométricamente 3 tipos de órbitas: órbitas compactas (OC), órbitas que soportan la barra (OB) y órbitas atrapadas en los puntos lagrangianos (OL). El número de órbitas OB y OL aumentan considerablemente con la formación de la barra, conformando alrededor del 20% de la masa total del disco.

Palabras Claves: galaxias: cinemática y dinámica, galaxias: espirales, galaxias: estructura, inestabilidades, órbitas.

Abstract

In order to understand the physical mechanism underlying non-steady stellar spiral arms in disk galaxies, we perform a series of three-dimensional N-body simulations with 1.2 and 8 million particles. The initial conditions were chosen to follow Kuijken-Dubinski models. In this work, we present the results of a sub-sample of our simulations set, in which we changed the disk radial velocity dispersion σ_R and disk scale height z_d of the disk component. We analyzed the growth of spiral structure using one dimensional (FT1D) and a two-dimensional Fourier Transform (FT2D) on a basis of logarithmic spirals. We have plotted the amplitudes of the Fourier modes as a function of time. These plots demonstrate the *swing amplification* mechanism acting in the stellar disk. In a model where a bar is formed, we studied the stars orbits in the bar reference frame. We were able to geometrically classify three types of orbits: compact, bar supporting, and orbits trapped in the lagrangian points L_4 and L_5 . The number of these orbits grows considerably after the bar formation, catching around 20% of the total disk mass.

Keywords: galaxies: kinematics and dynamics, galaxies: spiral, galaxies: structure, instabilities, orbits.

* valencia@inaoep.mx

1. Introducción

El origen físico y la evolución de los brazos espirales en los discos de galaxias ha sido un largo problema en astronomía galáctica. La hipótesis más aceptada ha sido la teoría de ondas de densidad [6] el cual explica que los brazos espirales (BE) son ondas de densidad quasi-estacionarios de larga vida. Sin embargo, Toomre (1981) [10] propuso que los BE son transitorios. En su mecanismo, una pequeña perturbación aparece en forma *leading*, se interrumpe en la co-rotación y es reflejada y transmitida en una estructura *trailing*, entonces la onda es amplificada debido a la propia gravedad que ejerce el ensamble de estrellas en la perturbación y finalmente esta onda desaparece debido al alto grado de enrollamiento causado por la rotación diferencial.

2. Modelos

Todos los modelos creados en este trabajo fueron desarrollados utilizando el entorno NEMO [9]. Este proporciona los algoritmos para crear las condiciones iniciales y evolucionar los modelos.

Las condiciones iniciales fueron creadas usando las funciones de distribución para las componentes de una galaxia (disco, bulbo y halo) de Kuijken & Dubinski (1995) [5]. Reproducimos uno de sus modelos (MW-A) que tiene una dispersión de velocidad $\sigma_{R,0} = 0.47$ y una escala de altura $z_d = 0.10$, y creamos 15 modelos más con 1.2 millones de partículas cada uno combinando valores de $\sigma_{R,0} = [0.27, 0.37, 0.47, 0.57]$ y valores de $z_d = [0.05, 0.10, 0.15, 0.20]$. Además, creamos 6 modelos con 8 millones de partículas cada uno combinando valores de $\sigma_{R,0} = [0.27, 0.37]$ y valores de $z_d = [0.05, 0.10, 0.15]$. Los anteriores modelos con una relación masa del disco sobre masa del halo de $MD/MH = 0.16$. Finalmente, un modelo con $\sigma_{R,0} = 0.37$, $z_d = 0.10$, 1.2 millones de partículas y una relación $MD/MH = 0.28$. En total fueron 23 modelos (fig. 1).

$\sigma_{R,0}=0.27$ $z_d=0.20$ s27_z20D	$\sigma_{R,0}=0.37$ $z_d=0.20$ s37_z20D	$\sigma_{R,0}=0.47$ $z_d=0.20$ s47_z20D	$\sigma_{R,0}=0.57$ $z_d=0.20$ s57_z20D
$\sigma_{R,0}=0.27$ $z_d=0.15$ s27_z15D	$\sigma_{R,0}=0.37$ $z_d=0.15$ s37_z15D	$\sigma_{R,0}=0.47$ $z_d=0.15$ s47_z15D	$\sigma_{R,0}=0.57$ $z_d=0.15$ s57_z15D
$\sigma_{R,0}=0.27$ $z_d=0.10$ s27_z10D	$\sigma_{R,0}=0.37$ $z_d=0.10$ s37_z10D	$\sigma_{R,0}=0.47$ $z_d=0.10$ MW-A s47_z10D	$\sigma_{R,0}=0.57$ $z_d=0.10$ s57_z10D
$\sigma_{R,0}=0.27$ $z_d=0.05$ s27_z05D	$\sigma_{R,0}=0.37$ $z_d=0.05$ s37_z05D	$\sigma_{R,0}=0.47$ $z_d=0.05$ s47_z05D	$\sigma_{R,0}=0.57$ $z_d=0.05$ s57_z05D

Fig. 1. La figura muestra los 23 modelos, el nombre de 16 modelos esta escrito en la parte inferior de cada caja. El cuadro azul es el modelo que reproducimos de Kuijken & Dubinski [5], los cuadros negros son los modelos con 1.2 millones de partículas, el cuadro rojo son los 6 modelos con 8 millones de partículas y el cuadro verde representa el modelo con una MD/MH mayor que los demás.

Las simulaciones ejecutadas en este trabajo se evolucionan usando el código de N-cuerpos *gyrfalcON* [4]. El código construye un árbol de celdas en cada paso, una celda puede tener una o más partículas, luego determina el potencial en cada celda y finalmente integra las ecuaciones de movimiento mediante el método “*lepfrog*”.

Los modelos fueron evolucionados en un rango de tiempo desde 0 hasta 5 giga años (Gyr). Utilizamos un paso de tiempo $\Delta t = 1/2^7$. El “softening” y el ángulo de apertura θ son iguales a 0.05 y 0.5, respectivamente. Con estos

parámetros aseguramos que la energía se conserve en un rango menor al 0.05%, precisión suficiente para el tipo de modelos.

3. Análisis de los Modelos

El crecimiento de las estructuras espirales se analizó mediante métodos de la Transformada de Fourier (FT1D y FT2D [7]). La amplitud de la FT1D nos permite determinar, en que modo m y en que región del disco, la estructura es más fuerte. Aplicando una nueva Transformada de Fourier unidimensional a la fase de la FT1D que ya hemos conseguido (fig. 2a), obtenemos el *pattern speed* de las estructuras. La amplitud de la FT2D para un dado modo m en función de la frecuencia p nos permite examinar el grado de enrollamiento de una estructura espiral o *pitch angle* $P = \text{atan}(-m/p)$. La frecuencia p en función del tiempo (fig. 2b) nos permite determinar si el enrollamiento de las estructuras espirales se mantiene o se cambian en la evolución temporal del modelo.

4. Resultados

Los primeros resultados están en la figura 2 para los 16 modelos con 1.2 millones de partículas. La fig 2a muestra la amplitud de la FT1D en escala de grises para el modo $m = 2$ como función del radio y el tiempo mientras que la fig. 2b muestra la amplitud de la FT2D en escala de grises como función de la frecuencia p y el tiempo. Se observa que modelos fríos ($\sigma_{R,0} = 0.27$) son los que forman las estructuras más fuertes (amplitud alta para FT1D y FT2D), mientras que modelos calientes ($\sigma_{R,0} = 0.57$) no forman estructuras (amplitud baja para FT1D y FT2D), es decir son muy estables.

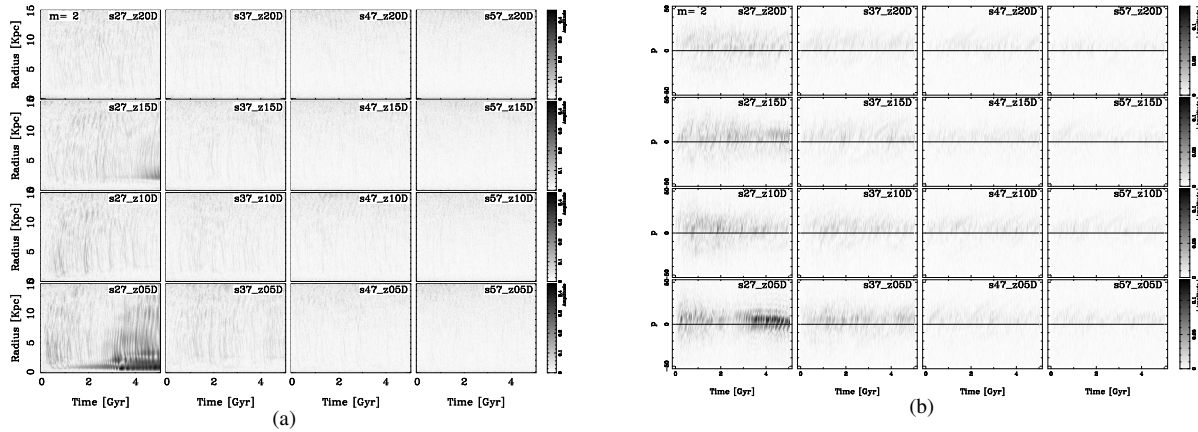


Fig. 2. Fig (a) muestra la amplitud de la FT1D para los 16 modelos con 1.2 millones de partículas en $m = 2$. Fig (b) muestra la amplitud de la FT2D para los mismos modelos. Para estas dos figuras, el modelo más frío se encuentra en la esquina inferior izquierda, mientras que el modelo más caliente se encuentra en la esquina superior derecha.

Para observar de cerca el crecimiento de una estructura en $m = 2$, realizamos un zoom al modelo s27_z15D entre los 2 y 3 Gyr (fig. 3).

En la figura 3a muestra una estructura en $m = 2$ (una de las manchas más oscuras), esta empieza aparecer aproximadamente a 6 Kpc, donde el parámetro Q es mínimo (fig. 4b). Esta estructura crece hacia la parte interior del disco y hacia la parte exterior del disco. La figura 3b muestra la evolución del grado de enrollamiento p de las estructuras espirales. Se puede notar que las estructuras espirales son transitorias y aparecen primero de forma *leading* y evolucionan con mayor intensidad a *trailing* y finalmente desaparecen con un alto grado de enrollamiento. Esto es una clara evidencia que el mecanismo teórico que explica el crecimiento de las estructuras espirales es el *swing amplification* [10].

Finalmente, para averiguar en que modo m el modelo desarrolla las estructuras más fuertes, realizamos un promedio de la amplitud de la FT1D (eq 1) en todo el tiempo para cada modo m en todos los modelos. Los resultados se muestran en la figura 4a. Se observa que el modelo más frío es el que tiene las estructuras más fuertes en $m = 2$.

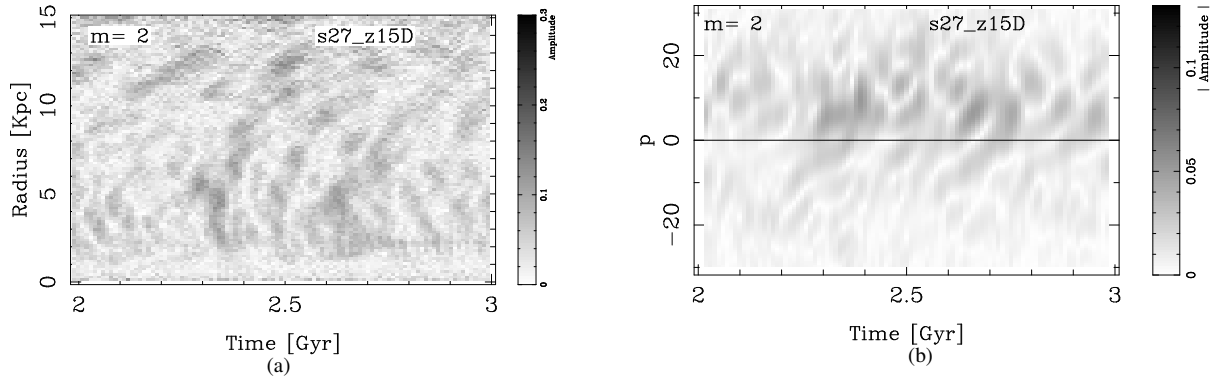


Fig. 3. (a) zoom para la FT1D y (b) zoom para la FT2D. Para ambas figuras, las manchas más oscuras indican donde la estructura espiral es más intensa en $m = 2$. Para la figura (a) se puede notar que una estructura empieza aparecer aproximadamente a 6 Kpc del centro del disco y a 2.3 Gyr de la evolución del modelo. Para la figura (b) se observa que las estructuras espirales nacen primero como tipo *leading* ($p < 0$) y evolucionan a tipo *trailing* ($p > 0$).

Los modelos más calientes no se observa que desarrollen estructuras fuertes en ningún modo, tal y como lo muestran las teorías de ondas de densidad de estructuras espirales [3,10].

$$\langle A_m \rangle = \left(\sum_{t=0}^{t=5Gyr} A_{m,t} \right) / (5Gyr) \quad (1)$$

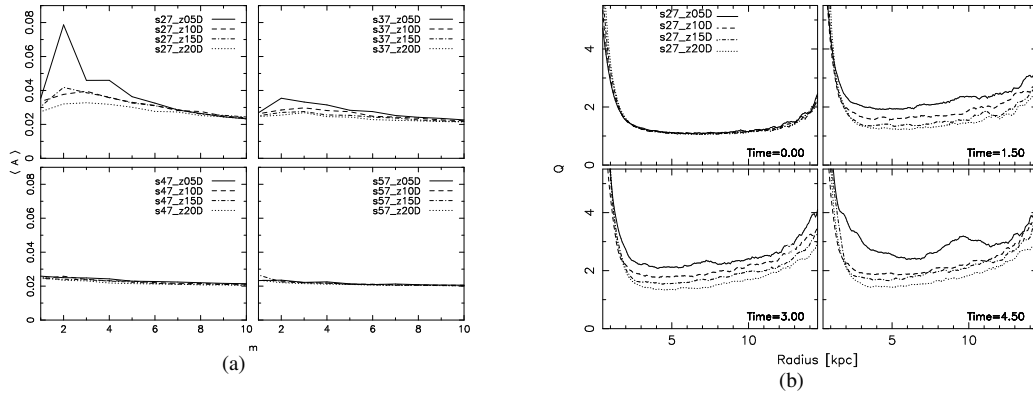


Fig. 4. La figura (a) muestra el promedio de las amplitudes para cada modo m para 16 modelos. Cuadro superior izquierdo muestra los modelos fríos. Cuadro inferior derecho muestra los modelos más calientes. La figura (b) muestra la medida del parámetros de estabilidad Q de Toomre para el disco, calculado para los modelos más fríos en 4 tiempos diferentes. Se puede notar que el modelo con el disco más ancho es el más estable, mientras que el modelo con el disco más angosto es el que se calienta más. En estas gráficas se puede observar que el mínimo esta aproximadamente a los 6 Kpc.

Ahora, mostraremos los resultados para el modelo que forma una barra. Éste forma la barra debido a que la redistribución de momento angular entre los componentes (disco, bulbo y halo) es más eficiente [1–3]. Esta redistribución de momento angular se vuelve más eficiente ya que este modelo tiene una relación MD/MH mayor que los demás simulaciones.

En la figura 5a podemos ver el crecimiento de la barra el cual esta casi completamente formada al primer giga año. En la figura 5b podemos observar el *pattern speed* de la barra, esta la identificamos por la mancha recta y negra, y es delimitado por la co-rotacion (CR). También se observa el *pattern speed* de las estructuras espirales, estas son delimitadas por la resonancia interna de Lindblad (ILR) y por la resonancia externa de Lindblad (OLR). La figura 5b también muestra que el *pattern speed* de la barra es mayor que el *pattern speed* de las estructuras espirales, por lo tanto la barra esta desconectada de las estructuras espirales. La figura 5c muestra claramente la estructura barrada y

la figura 5d muestra que las estructuras espirales que se forman también siguen el mecanismo del *swing amplification* [10].

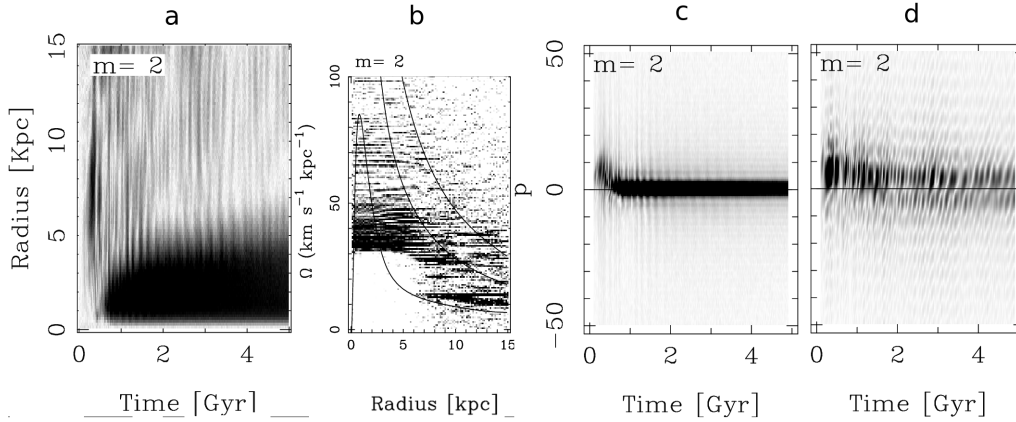


Fig. 5. Figura (a) muestra la amplitud de la TF1D como se indicó en los anteriores modelos. Figura (b) muestra el *pattern speed* de las estructuras, las curvas son: las resonancias internas de Lindblad, la co-rotación y la resonancia externa de Lindblad (ILR, CR y OLR respectivamente). La figura (c) es la amplitud de la FT2D para la parte interna del disco (región de la barra). La figura (d) es la amplitud de la FT2D para la parte externa del disco (las estructuras espirales).

Finalmente, para esta simulación se calculó la posición de la barra para cada tiempo para estudiar las órbitas de las partículas en el sistema de referencia de la barra. Se clasificaron geoméricamente 3 tipos de órbitas: órbitas compactas (OC), órbitas que soportan la barra (OB) y órbitas atrapadas en los puntos lagrangianos (OL). La figura 6a muestra un histograma de esta clasificación. De ahí se puede deducir que el número de partículas que tienen órbitas OB y OL aumentan considerablemente con la formación de la barra, conformando alrededor del 20% de la masa total del disco. Debido a la redistribución de momento angular entre las componentes, la estructura barrada pierde velocidad angular (momento angular) y la ILR se mueve hacia radios más grandes, por consiguiente algunas partículas cerca de la ILR emigran a radios menores y al final son atrapadas en órbitas elongadas que soportan la barra y otras son atrapadas en los puntos lagrangianos de la barra.

5. Conclusiones

- La amplitud de la TF1D muestra que las estructuras espirales empiezan a desarrollarse aproximadamente a un radio de 6 Kpc desde el centro del disco, donde el parámetro de Q es mínimo. Estas evolucionan hacia la parte interna y externa del disco.
- Por otro lado podemos medir el *pattern speed* de estas estructuras con ayuda de la fase de la TF1D. Encontramos que la velocidad angular de las estructuras está confinada entre las ILR y OLR. Además, la velocidad angular de la barra está delimitada por la CR.
- La amplitud de la TF2D también nos muestra el periodo aproximado de las estructuras espirales. Ellas están surgiendo aproximadamente cada 100 millones de años y el tiempo de vida es de aproximadamente 300 millones de años, es decir son transitorias, y al mismo tiempo estas estructuras espirales, en un mismo modo m , se están superponiendo, ya que el tiempo de vida de ellas es más largo que el ciclo de eclosión.
- También se observan resultados similares en modos más altos $m = 3, 4, 5$. Estas estructuras espirales en todos los modos m evolucionan siguiendo el mecanismo del *swing amplification*.
- Podemos concluir que la morfología general de una galaxia es debida a la superposición de estos diferentes modos que tienen periodos de tiempo distintos, y además, tienen diferente *pattern speed* [8].

6. Agradecimientos

Los autores de este artículo agradecemos al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT, México) por la ayuda financiera para el desarrollo de este trabajo.

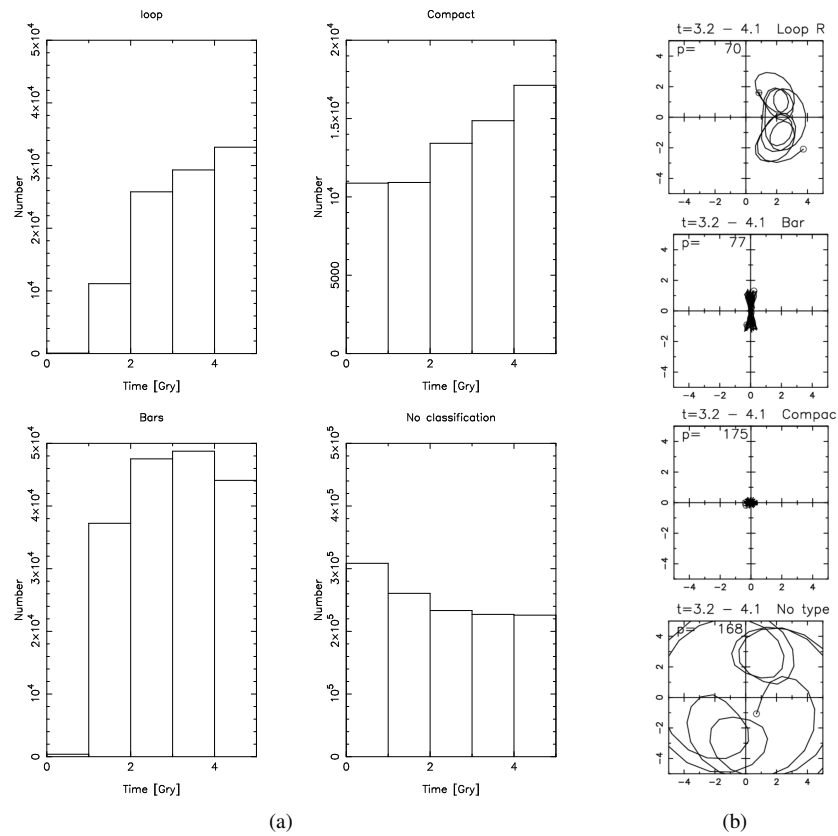


Fig. 6. La figura (a) se muestra la clasificación de órbitas de las partículas del disco para el modelo *MD/MH* mayor, esta clasificación fue llevada a cabo cada 1 giga año (Gyr). El panel superior izquierda muestra la clasificación de órbitas tipo OL (*loop*), el panel superior derecho muestra las orbitas tipo OC (*Compact*), el panel inferior izquierdo las tipo OB (*Bars*) y el último panel las que no fueron clasificadas. La figura (b) muestra algunos ejemplos de este tipo de órbitas.

References

- [1] Athanassoula, E. (2003), MNRAS, 341, 1179
- [2] Athanassoula, E. (2012) arXiv:1211.6752v1
- [3] Binney, J., & Tremaine, S. 1987, Princeton, NJ, Princeton University Press, 1987, 747 p.
- [4] Dehenn, W. 2000, ApJ, 536, L39
- [5] Kuijken, k., & Dubinski, J. 1995, MNRAS, 277, 1341
- [6] Lin, C., & Shu, F. H. 1964, ApJ, 140, 646
- [7] Puerari, I., & Dottori, H. A. 1992, A&AS, 93, 469
- [8] Sellwood, J. A. 2011, MNRAS, 410, 1637
- [9] Teuben, P. 1995, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 77, Astronomical Data Analysis Software and Systems IV, ed. R.A. Shaw, H. E. Payne, & J.J.E. Hayes, 398
- [10] Toomre, A., 1981, in Structure and Evolution of Normal Galaxies, ed. S. M. Fall & D. Lynden-Bell, 111