



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

**Cinemática y Dinámica de Galaxias Observadas por
CALIFA y MaNGA: Pruebas a la Cosmología**

TESIS DOCTORAL

que para optar por el grado de:

DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

Presenta:

M. en C. Erik AQUINO ORTÍZ

Asesores:

Dr. Sebastián Francisco SÁNCHEZ SÁNCHEZ

Dr. José Octavio VALENZUELA TIJERINO

Instituto de Astronomía, UNAM.

Ciudad Universitaria, CDMX, 24 de diciembre de 2020



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.

Declaración de autoría

Yo, M. en C. Erik AQUINO ORTÍZ, declaro que esta tesis llamada, Cinemática y Dinámica de Galaxias Observadas por CALIFA y MaNGA: Pruebas a la Cosmología y el trabajo que se presenta en ella es mío. Yo confirmo que:

- Este trabajo se realizó en su totalidad mientras se presentaba una candidatura para un título de investigación en esta Universidad.
- En los casos en que alguna parte de esta tesis haya sido presentada previamente para un título o cualquier otra calificación en esta Universidad o cualquier otra institución, esto ha sido claramente establecido.
- En los casos en que he consultado la obra publicada de otros, esto siempre se cita claramente.
- Donde he citado el trabajo de otros, siempre se da la fuente. Con la excepción de tales citas, esta tesis es enteramente mi propio trabajo.
- He agradecido todas las principales fuentes de ayuda.
- Cuando la tesis se basa en el trabajo realizado por mí mismo conjuntamente con otros, he dejado claro exactamente lo que se ha hecho por otros y lo que yo mismo he aportado.

Firma:

Fecha:

Todos los triunfos nacen cuando nos atrevemos a comenzar.

Eugene Ware

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Resumen

PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

**Cinemática y Dinámica de Galaxias Observadas por CALIFA y MaNGA:
Pruebas a la Cosmología**

por M. en C. Erik AQUINO ORTÍZ

El trabajo de esta Tesis se centra en el estudio detallado de la cinemática y dinámica de galaxias observadas con Espectroscopía de Campo Integral. Con este estudio buscamos explotar la combinación de resolución y cubrimiento espacial del muestro CALIFA (Sánchez et al., 2012) más la gran estadística del muestreo MaNGA (Bundy & MaNGA Team, 2016). Esta combinación nos permite estudiar relaciones de escala entre las propiedades cinemáticas y dinámicas de las galaxias con una confiabilidad inédita, lo cual nos abre la posibilidad de realizar la confrontación cuantitativa contra predicciones teóricas basadas en simulaciones cosmológicas de la evolución de las galaxias. Los principales objetivos científicos que se presentan en esta Tesis son: (1) estudiar las propiedades cinemáticas de las galaxias con el fin de explorar relaciones de escala unificadas para galaxias de tipo temprano y tardío, y (2) estudiar las propiedades dinámicas de las galaxias con el fin de inferir su distribución de masa dinámica (bariónica + oscura) al radio efectivo y su estructura orbital.

Nuestros resultados confirman que las galaxias elípticas y espirales pueden ser unificadas en una misma relación de escala definida por la masa estelar y el parámetro de velocidad total, $M_{\star} - S_K$, la cual muestra una dispersión de ~ 0.1 dex. Más aún, demostramos la existencia de un Plano Fundamental Universal para galaxias elípticas y espirales con una dispersión de ~ 0.05 dex, menor que la del Plano Fundamental “clásico” (~ 0.09 dex, Cappellari et al., 2013) y similar a la de la relación Tully-Fisher (~ 0.05 dex, Avila-Reese et al., 2008; Aquino-Ortíz et al., 2018, 2020). El trabajo presentado en esta Tesis es un primer paso para explorar con datos observacionales la conexión que existe entre las galaxias y los halos de materia oscura que las alberga. En particular la relación entre la masa estelar y la masa del halo (SHMR por las siglas en inglés de *Stellar-to-Halo Mass Relation*). Estudiamos la relación entre la masa dinámica y la masa estelar, $M_{dyn} - M_{\star}$, en la parte interna de las galaxias, la cual es consistente con predicciones teóricas de formación de galaxias basadas en modelos semiempíricos. Los resultados indican que las galaxias en el régimen de bajas masas son mayormente dominadas por materia oscura, al menos dentro del radio efectivo, mientras que para las galaxias más masivas (en masa estelar), tenemos la evidencia de una ligera desviación de la distribución $M_{dyn} - M_{\star}$ con algunas galaxias de tipo temprano mostrando mayor cantidad de materia oscura.

Agradecimientos

Es para mí un privilegio escribir estas líneas puesto que voy a agradecer a las personas que me han permitido llegar hasta aquí, al igual que a las instituciones que me han brindado su apoyo.

El pilar fundamental para llegar a este punto es mi familia. Especialmente agradezco a mi padre y a mi madre, Cirilo Aquino y Ma. del Rosario Ortíz, por impulsarme y darme todo su apoyo desde siempre. Como olvidar aquel día que me llevaron del pueblo a la ciudad de Zacatecas a emprender este camino hacia el conocimiento. Agradezco a mis hermanas, Adriana, Cecy y Charo, por estar allí cuando las he necesitado.

Quiero agradecer a la UNAM y al Instituto de Astronomía por abrirme las puertas para llegar a trabajar desde la Maestría y estar a punto de culminar la etapa de doctorado. Agradezco todas las facilidades y comodidades que me brindó esta universidad. Mi preparación como Astrofísico profesional se la debo a la máxima casa de estudios del país. Asimismo, agradezco el apoyo que recibí a través de diversos proyectos para participar en eventos nacionales e internacionales. En particular a los proyectos PAPIIT-DGAPA-IN100519, PAPIIT-DGAPA-IN112518, PAPIIT-DGAPA-IG101620 y PAPIIT-DGAPA-IA100420.

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) el apoyo otorgado durante mis estudios de maestría y doctorado para que me enfocara de tiempo completo en hacer lo que más me gusta: estudiar las maravillas del universo. Agradezco el apoyo que recibí para asistir a eventos académicos nacionales e internacionales. Principalmente a los proyectos CB-285080 y FC-2016-01-1916.

Es un gran privilegio haber tenido como asesores al Dr. Octavio Valenzuela y al Dr. Sebastián Sánchez. Es impresionante la cantidad de conocimiento que poseen. Como dicen en el pueblo, "cuando sea grande quiero ser como ellos". Gracias por todo el apoyo y los consejos que me brindaron durante la maestría y el doctorado. Además de estar siempre disponibles para discutir temas científicos.

A mi comité tutorial, Dra. Mariana Cano, Dr. Vladimir Ávila, Dr. Sebastián Sánchez, Dr. Octavio Valenzuela y especialmente a la Dra. Bárbara Pichardo que se nos adelantó en el camino que todos en algún momento vamos a recorrer. A los miembros del grupo de colaboración MaNGA por esas discusiones de los lunes por la mañana.

Al Dr. Glenn van de Ven por recibirme en mi estancia de investigación en la Universidad de Viena y por compartirme su amplio conocimiento sobre la dinámica de galaxias.

Por último, pero no menos importante, agradezco el apoyo infinito e incondicional que me ha brindado la persona indicada para ser mi pareja de vida, mi esposa Agry. Le estoy inmensamente agradecido por haber estado aquí desde la Licenciatura y hasta hoy en día, superando cada obstáculo que se nos presentó en el camino, y sé que así seguirá siendo, es una mujer admirable, fuerte y trabajadora. Principalmente gracias Agry por haberme dado mi motor y mi mayor motivación, nuestra pequeña hija Danna.

Índice general

Declaración de autoría	I
Resumen	IV
Agradecimientos	V
Índice de figuras	VIII
Índice de tablas	XIV
	XV
1. Introducción.	1
1.1. El contexto Cosmológico.	3
1.2. Antecedentes.	5
1.2.1. La relación Tully-Fisher.	5
1.2.2. El plano fundamental.	7
1.2.3. El parámetro de velocidad total.	9
1.2.4. El plano fundamental universal.	11
1.3. Objetivos y Contenido.	12
2. Espectroscopía de Campo Integral.	14
2.1. Técnicas de IFS.	15
2.2. Muestreos de galaxias con Espectroscopía de Campo Integral.	16
2.2.1. CALIFA.	17
2.2.2. MaNGA.	20
2.3. Diferencias y similitudes entre CALIFA y MaNGA.	23
3. Análisis de datos.	26
3.1. Análisis espectral: PIPE3D.	26
3.1.1. Homogeneización de los datos.	27
3.1.2. Análisis del espectro central.	27
3.1.3. Teselado espacial.	29
3.1.4. Análisis espectral de las poblaciones estelares en los cubos de datos.	31
3.1.5. Análisis de las líneas en emisión del gas ionizado.	32
Ajuste Gaussiano.	33
Análisis de momentos.	33
3.2. Análisis cinemático.	36
3.2.1. Cinemática integrada.	36

3.2.2.	Cinemática espacialmente resuelta.	38
3.2.3.	Método de anillos inclinados.	38
3.2.4.	Método de expansión en armónicos.	39
3.2.5.	VELFIT.	40
3.2.6.	EVELFIT.	43
3.3.	Aplicación de EVELFIT a dos galaxias de CALIFA.	45
3.3.1.	El caso axi-simétrico: $m=0$	46
3.3.2.	El caso bi-simétrico: $m=2$	48
4.	Relaciones de escala cinemáticas de galaxias de CALIFA.	51
5.	Un Plano Fundamental Universal y la relación $M_{dyn} - M_{\star}$ basado en CALIFA y MaNGA.	66
6.	Resultados preliminares.	85
6.1.	Análisis dinámico.	85
6.1.1.	Método basado en órbitas.	87
	Potencial gravitatorio.	88
	Biblioteca de órbitas.	91
	Pesos orbitales.	91
6.1.2.	Aplicación a galaxias atípicas en el Plano Fundamental Universal.	93
	Cinemática y distribución de luz estelar.	93
	Mejor modelo ajustado.	94
6.2.	Función de velocidad circular de galaxias.	99
6.3.	Fracción de materia oscura en galaxias.	101
6.4.	Un estimador del momento angular estelar.	103
7.	Conclusiones e Investigaciones Futuras.	107
7.1.	Conclusiones.	107
7.2.	Investigaciones Futuras.	110
A.	Diagrama de flujo de EVELFIT.	112
	Bibliografía	114

Índice de figuras

1.1.	Clasificación morfológica de Hubble.	2
1.2.	Relación Tully-Fisher. <i>Panel izquierdo:</i> relación TF con la masa estelar. <i>Panel derecho:</i> relación TF con la masa bariónica. El código de color representa la densidad superficial estelar al radio efectivo. Los símbolos de color gris representan galaxias dominadas por gas y de bajo brillo superficial. Imagen extraída de McGaugh (2020)	6
2.1.	Principales técnicas de espectroscopía de campo integral. Imagen extraída de Allington-Smith (2006)	15
2.2.	Configuración y dimensiones del haz de fibras PPaK. El hexágono central está formado por las 331 fibras de 2.7" de diámetro cada una para observar los objetos, mientras que los seis haces a su alrededor son para mapear el fondo del cielo. Nótese que solo los círculos blancos son fibras activas. Figura extraída de Kelz et al. (2006)	18
2.3.	Haces de fibras de MaNGA. De izquierda a derecha vemos el haz mas grande (127 fibras) al mas pequeño (7 fibras usado para propósitos de calibración). Figura extraída de Drory et al. (2015)	21
2.4.	Campo de visión del muestreo CALIFA (paneles superiores) y el haz de fibras más grande de MaNGA, i.e., 127 fibras (paneles inferiores) de la galaxia NGC5056 (manga-8322-12704). De izquierda a derecha (en paneles superiores e inferiores) vemos: <i>izquierda:</i> imagen <i>rgb</i> del SDSS, <i>medio:</i> imagen reconstruida de los cubos de datos, y <i>derecha:</i> imagen construida con una combinación de líneas de emisión con los flujos de nitrógeno ($[\text{N II}]\lambda 6584$) en rojo, $H\alpha$ en verde y oxígeno ($[\text{O III}]\lambda 5007$) en azul.	24
2.5.	Límites de selección de las muestras. <i>Panel izquierdo:</i> Muestra de CALIFA. <i>Panel derecho:</i> Muestra Primaria y Secundaria de MaNGA. Los histogramas y símbolos de color gris representan la muestra completa de 667 galaxias de CALIFA (panel izquierdo) y 4676 galaxias del MPL-7 de MaNGA (panel derecho). Los histogramas y símbolos en color rojo y azul representan a las galaxias de tipo tardío y temprano, respectivamente, usados en este estudio. El histograma en color negro representa a la muestra de elípticas+espirales.	25
2.6.	Espectro central de la galaxia NGC2916 para una apertura de 5" centrada sobre el pico de emisión de la galaxia extraído del cubo de datos observado con la configuración V500 (en rojo) y la V1200 (azul) de CALIFA, y del cubo de datos de p-MaNGA (naranja). El recuadro muestra en detalle las regiones espectrales de $H\delta$ and $H\gamma$ para remarcar las similitudes entre los tres conjuntos de datos. Figura extraída de Sánchez et al. (2016a)	25

- 3.1. Ajuste de las poblaciones estelares y de las líneas de emisión del espectro central de la galaxia NGC 2916 extraído del cubo de datos de CALIFA en la configuración V500. La línea negra muestra el espectro original observado. La línea azul muestra el mejor ajuste del continuo estelar de las poblaciones estelares, mientras que el espectro en color rojo muestra el mejor ajuste de las poblaciones estelares junto con las líneas de emisión. La línea naranja muestra el espectro incluyendo únicamente las líneas de emisión, mismo que se obtiene después de restar el mejor modelo de las poblaciones estelares al espectro original. Finalmente la línea amarilla muestra el residual entre el mejor modelo de las poblaciones estelares y las líneas de emisión y el espectro original. Figura extraída de [Sánchez et al. \(2016a\)](#). 30
- 3.2. Teselado espacial para la galaxia manga-7495-12704. *Panel izquierdo:* imagen *rgb* del SDSS, el hexágono morado demarca el campo de visión cubierto por MaNGA para esta galaxia. *Panel derecho:* mapa de S/N. El código de colores representa el cociente S/N, mientras que las elipses concéntricas señalan aperturas de 0.5, 1 y 1.5 radios efectivos. Figuras extraídas de [Ibarra-Medel et al. \(2016\)](#). 31
- 3.3. Cinemática estelar derivada por PIPE3D para la galaxia NGC 2916. *Paneles a la izquierda:* datos observados por la configuración V500 de CALIFA. *Paneles medios:* datos de la configuración V1200. *Paneles a la derecha:* datos observados por MaNGA. Los paneles superiores muestran la velocidad de rotación, mientras que los paneles inferiores muestran la dispersión de velocidades. Figura extraída de [Sánchez et al. \(2016a\)](#). 32
- 3.4. Resultado del análisis de las líneas de emisión derivados por PIPE3D para la galaxia NGC 2916. *Paneles superiores:* mapas de intensidad de flujo de H_α . *paneles inferiores:* mapas de velocidad de H_α . A la izquierda para los datos obtenidos por la configuración V500 de CALIFA, mientras que a la derecha para los datos obtenidos por MaNGA. . . . 34
- 3.5. Histograma de velocidades. A la izquierda mostramos un mapa velocidades a manera de ejemplo. La elipse encierra todos los *spaxels* que caen dentro de un radio efectivo. A la derecha mostramos el histograma formado por las velocidades de todos los *spaxels* que cumplen con nuestros criterios de calidad y que se encuentran dentro de la elipse marcada en el mapa de velocidades. Las líneas rojas verticales representan los percentiles al 10% y al 90%. 37

- 3.6. Descripción de parámetros y patrón de velocidades en el plano del disco de una galaxia para el modelo bisimétrico con $m=2$. El círculo con la línea sólida representa el anillo más externo a un radio r incluido en el modelo. La línea horizontal es el semieje mayor del disco en el plano del cielo. La línea roja segmentada es el eje mayor de la distorsión bisimétrica a un ángulo ϕ_b del eje mayor del disco. El símbolo negro señala la localización (x_e, y_e) de un punto arbitrario en el plano del disco a una distancia r_n del centro cinemático (x_c, y_c) con un ángulo de posición θ_b respecto al eje mayor de la distorsión bisimétrica y θ respecto al eje mayor del disco. La componente axisimétrica con movimientos circulares van en sentido opuesto a las manecillas del reloj, mientras que las componentes de movimientos no-circulares $V_{2,t}(r_n)$ y $V_{2,r}(r_n)$ están señaladas con flechas azules y verdes, respectivamente. Figura extraída de [Spekkens & Sellwood \(2007\)](#). 42
- 3.7. Cinemática estelar de la galaxia axisimétrica NGC 0001. 46
- 3.8. Análisis cinemático asumiendo axisimetría ($m=0$) de la cinemática estelar de la galaxia NGC 0001. En el panel (a) la elipse señala el anillo más externo hasta el cual se analizó la cinemática. 46
- 3.9. Análisis bisimétrico ($m=2$). En el panel (a) la elipse solida (segmentada) señala el anillo más externo modelado (movimientos no-circulares) en el análisis. 47
- 3.10. Histogramas de residuos y curvas de rotación del análisis espacialmente resuelto de la cinemática estelar de la galaxia NGC 0001. *Panel izquierdo:* comparación entre los histogramas de residuos del modelo axisimétrico (rojo) y bisimétrico (azul). *Panel derecho:* curvas de rotación para el modelo bisimétrico (línea sólida) y axisimétrico (línea segmentada). Las curvas roja y azul son la componente tangencial y radial de los movimientos no-circulares, respectivamente. 47
- 3.11. Galaxia NGC 4210 con una estructura bisimétrica tipo barra en la región central. La cinemática estelar fue derivada por [Falcón-Barroso et al. \(2017\)](#). 48
- 3.12. Resultado del análisis axisimétrico ($m=0$) de la cinemática estelar de la galaxia barrada NGC 4210. En el panel (a) la elipse señala el anillo más externo hasta el cual se analizó la cinemática. 48
- 3.13. Resultado del análisis incluyendo una componente bisimétrica tipo barra ($m=2$) de la cinemática estelar de NGC 4210. En el panel (a) la elipse solida señala el anillo más externo modelado en el análisis, mientras que la elipse segmentada encierra la región donde buscamos movimientos no-circulares. 49
- 3.14. Histogramas de residuos y curvas de rotación resultado del análisis de la cinemática estelar de la galaxia NGC 4210. *Panel izquierdo:* comparación entre los histogramas de residuos del modelo axisimétrico (rojo) y bisimétrico (azul). *Panel derecho:* curvas de rotación para el modelo bisimétrico (línea sólida) y axisimétrico (línea segmentada). Las curvas roja y azul son la componente tangencial y radial de los movimientos no-circulares, respectivamente. 49

6.1.	Tipos de órbitas en potencial triaxial. <i>Paneles Superiores</i> : a la izquierda órbitas tipo caja, a la derecha órbitas tipo tubo a lo largo de eje-menor. <i>Paneles inferiores</i> : a la izquierda (derecha) órbitas tipo tubo a lo largo del eje mayor exterior (interior). Créditos a Eugene Vasiliev.	92
6.2.	Imagen <i>rgb</i> del SDSS de la galaxia espiral manga-8550-12701 (panel izquierdo) y de la galaxia elíptica manga-9181-12704 (panel derecho). En ambos paneles el hexágono morado marca el campo de visión cubierto por el haz de 127 fibras de MaNGA.	94
6.3.	Para cada galaxia (manga-8550-12701, izquierda; manga-9181-12704, derecha) se muestra la cinemática estelar y el brillo superficial extraído en la banda- <i>r</i> . <i>Panel superior izquierdo</i> : mapa de velocidad estelar con los contornos del brillo superficial a escala. La elipse segmentada señala el radio efectivo. <i>Panel superior derecho</i> : los contornos negros representan la imagen original en la banda- <i>r</i> y los contornos rojos son los ajustes bi-dimensionales usando la técnica de MGE. <i>Panel inferior</i> : la curva sólida (símbolos azules) y curva segmentada (símbolos rojos) son el ajuste MGE a lo largo del semi-eje menor y mayor.	95
6.4.	Mapas cinemáticos y de brillo superficial de la galaxia manga-8550-12701. Los paneles superiores son los mapas observados de brillo superficial (izquierda), velocidad estelar (medio) y dispersión de velocidades, con los contornos de la imagen en la <i>banda-r</i> en negro y la elipse segmentada demarcando el radio efectivo. Los paneles centrales son los resultados del modelo con los contornos del ajuste de MGE en negro. Los paneles inferiores son los residuos.	96
6.5.	Mapas cinemáticos y de brillo superficial de la galaxia manga-9181-12704. Los paneles superiores son los mapa observados de brillo superficial (izquierda), velocidad estelar (medio) y dispersión de velocidades, con los contornos de la imagen en la <i>banda-r</i> en negro y la elipse segmentada demarcando el radio efectivo. Los paneles centrales son los resultados del modelo con los contornos del ajuste de MGE en negro. Los paneles inferiores son los residuos.	97
6.6.	Perfiles de masa de las dos galaxias: manga-8550-12701 a la izquierda y manga-9181-12704 a la derecha. Las curvas roja, negra y azul representan los perfiles de masa estelar, oscura y total (dinámica), respectivamente. Las curvas segmentadas (si están presentes) son los valores mínimos y/o máximos estimados por el modelo. La línea vertical en color verde señala el radio efectivo.	98
6.7.	Distribución orbital estelar sobre el espacio fase en función del radio para las galaxias manga-8550-12701 (panel izquierdo) y manga-9181-12704 (panel derecho). Los colores indican la densidad de órbitas sobre el espacio fase. Las líneas segmentadas horizontales delimitan las regiones dominadas por órbitas frías (circulares) con $\lambda_z > 0.2$, calientes (tipo caja) con $\lambda_z \sim 0$ y órbitas contra-rotantes ($\lambda_z < 0.2$). La línea vertical segmentada representa la posición del radio efectivo.	98

- 6.8. Comparación entre la velocidad de rotación máxima y la velocidad corregida a partir de la velocidad al radio efectivo. *Panel izquierdo:* Los símbolos de color azul celeste (azul) son la comparación entre la velocidad medida al radio efectivo y la V_{max} (velocidad corregida y V_{max} .) de la sub-muestra de 42 galaxias con cinemática del gas ionizado. *Paneles izquierdos:* Los símbolos en naranja (rojo) muestran la comparación entre la velocidad medida al radio efectivo y la V_{max} (velocidad corregida y V_{max}) de la sub-muestra de 92 galaxias con cinemática estelar. La línea negra segmentada es la relación uno a uno. 100
- 6.9. Función de velocidad circular de galaxias con MaNGA. Los símbolos en rojo y la línea celeste son las derivaciones de [Bekeraité et al. \(2016\)](#) usando datos de CALIFA y CALIFA+HIPASS, respectivamente. Los símbolos en rojo corresponden a nuestros resultados, mientras que la línea naranja es la predicción teórica de [Trujillo-Gomez et al. \(2011\)](#). Las zonas en color gris representan las regiones donde la muestra de CALIFA empieza a ser incompleta. 101
- 6.10. Fracción de materia oscura en galaxias de MaNGA. *Panel izquierdo:* fracción de materia oscura para galaxias de tipo tardío. Los símbolos grises representan nuestras derivaciones con la línea solida azul como el valor medio y la región sombreada encerrando el 68 % de los datos. La línea verde es el resultado de [Tortora et al. \(2019\)](#). La predicción de los modelos semiempíricos (simulaciones numéricas) esta representada con las líneas magenta (celeste). *Panel derecho:* fracción de materia oscura para galaxias de tipo temprano. Los símbolos grises son nuestros resultados con la línea solida en rojo como el valor medio y la región sombreada encerrando el 68 % de los datos, los símbolos verdes son los resultados de [Cappellari et al. \(2013\)](#), los rombos amarillos y naranjas son los resultados de [Barnabè et al. \(2011\)](#) y finalmente la línea punteada azul es la predicción teórica de [Lovell et al. \(2018\)](#). 103
- 6.11. Relación uno-a-uno (línea negra segmentada) entre el momento angular estelar medido con la definición clásica (ec. 6.27) por [Falcón-Barroso et al. \(2019\)](#) para la muestra de 300 galaxias de CALIFA y nuestro estimador definido como la fracción de masa soportada por rotación respecto a la masa dinámica, descrita en los capítulos 4 y 5. Las líneas segmentadas y punteadas moradas demarcan la región 1σ y 2σ , respectivamente. 105
- 6.12. Diagrama (λ_R, ϵ) para la muestra de 300 galaxias de CALIFA. Los colores representan diferentes tipos morfológicos. Incluimos como referencia la relación para la muestra de CALIFA (estrellas grises, [Falcón-Barroso et al., 2019](#)), Atlas3D (cuadros grises, [Emsellem et al., 2007](#)) y SAMI (rombos grises, [van de Sande et al., 2017](#)). La línea negra segmentada muestra la demarcación entre rotadores lentos y rápidos. La curva magenta segmentada es la relación vista de canto de [Cappellari et al. \(2007\)](#). 106

- A.1. Diagrama de flujo de la implementación del algoritmo Metropolis-Hastings (M-H) para la determinación de los parámetros $\xi = (i, \theta, V_{sys}, (x_c, y_c), y \theta_b)$ del modelo que mejor reproduce los mapas de velocidad observados usando un enfoque de Cadenas Monte Carlo de Markov. 113

Índice de tablas

2.1. Principales características de los muestreos CALIFA y MaNGA. . . .	24
6.1. Información básica de las dos galaxias. De izquierda a derecha mostramos el tipo morfológico, la masa estelar en masas solares, la distancia en mega parsecs y el radio efectivo en segundos de arco. . . .	94
6.2. Parámetros del mejor modelo. De izquierda a derecha mostramos (1) el nombre de la galaxia, (2) la razón masa-luminosidad estelar, (3) el ángulo de inclinación, (4) y (5) la forma intrínseca del modelo \bar{p} y \bar{q} , (6) \bar{u} el cuál se mantuvo fijo, (7) la masa de del halo de materia oscura contenida al radio efectivo, y (8) la masa estelar dentro del radio efectivo.	95

Nomenclatura

Nomenclatura

Λ CDM *Lambda Cold Dark Matter* - Materia oscura fría con Λ .

IFS *Integral Field Spectroscopy* - Espectroscopía de Campo Integral.

FoV *Field of View* - Campo de Visión.

IFU *Integral Field Unit* - Unidad de Campo Integral.

AEGIS *All Wavelength Extended Groth Strip International Survey* (Davis et al., 2007).

AGN *Active Galactic Nucleus* - Núcleo Activo de Galaxia.

CALIFA *Calar Alto Legacy Integral Field spectroscopy Area* (Sánchez et al., 2012).

CMB *Cosmic Microwave Background* - Fondo Cósmico de Microondas.

DEEP2 *Deep Extragalactic Evolutionary Probe 2* (Davis et al., 2003).

DMS *Disk Mass-Survey* (Bershady et al., 2010).

DR7 *Data Release 7* - Liberación de datos 7 (Abazajian et al., 2009).

DRP *Data Reduction Pipeline* - Dataducto de reducción de datos (Law et al., 2016).

FJ *Faber-Jackson* (Faber & Jackson, 1976).

FWHM *Full Width at Half Maximum* - Anchura a media altura.

IMF *Initial Mass Function* - Función Inicial de Masa.

M/L *Mass-to-Light ratio* - Razón Masa sobre Luminosidad.

M2M *Made-to-Measure* - Hecho a la medida.

MaNGA *Mapping Nearby Galaxies at APO* (Bundy & MaNGA Team, 2016).

MCMC *Cadenas de Marcov Monte Carlo*

MGE *Multi-Gaussian-Expansion* - Expansión Multi-Gaussiana (Emsellem et al., 1994; Cappellari, 2002).

MPL-7 *MaNGA Product Launch 7* - Lanzamiento de productos de MaNGA 7.

MUSE *Multi Unit Spectroscopic Explorer* (Bacon et al., 2010).

PF *Plano Fundamental* (Djorgovski & Davis, 1987; Dressler et al., 1987; Faber et al., 1987)

PMAS *Potsdam Multi-Aperture Spectrophotometer* - Espectrofotómetro de Multi-Apertura de Potsdam (Roth et al., 2005; Kelz et al., 2006).

S/N Cociente de señal a ruido.

SAMI *Sydney-AAO Multi-object Integral Field* ([Croom et al., 2012](#)).

SAURON *Spectroscopic Areal Unit for Research on Optical Nebulae* ([Bacon et al., 2001](#)).

SDSS *Sloan Digital Sky Survey*.

SHMR *Stellar-to-Halo Mass Relation* - Relación Masa estelar-Masa Halo.

SSPs *Single Stellar Populations* - Población estelar simple

TF Tully-Fisher ([Tully & Fisher, 1977](#)).

VLT *Very Large Telescope* - Telescopio Muy Grande.

*A mis queridos padres, Cirilo Aquino y Ma. del Rosario
Ortíz, a mis tres hermanas, Adriana, Cecy y Charo, a mi
hija Danna y a mi linda esposa Agry...*

Capítulo 1

Introducción.

Contemplar detenidamente la inmensa tranquilidad del cielo nocturno a las orillas de la ciudad, libre de contaminación lumínica, es reconfortante y a la vez engañoso. La curiosidad y la necesidad de saber lo que acontecía en el cielo ha llevado al hombre desde sus orígenes a observarlo detenidamente. Mucho antes de la creación del primer telescopio y de otras tecnologías ya se realizaban cálculos astronómicos a simple vista. Por ejemplo, en el contexto mesoamericano es sabido que los mayas hicieron cálculos precisos de los periodos sinódicos de Mercurio, Venus, Marte, Júpiter y Saturno. Calcularon con exactitud los periodos de la Luna, el Sol y de estrellas como las Pléyades, identificaron 13 constelaciones a lo largo de la eclíptica, etc. Sin embargo, nuestro universo va mucho más allá de lo que el ojo humano puede ver. En el año de 1610, el astrónomo, filósofo, matemático y físico italiano, Galileo Galilei, considerado como el padre de la astronomía moderna, usó un telescopio para estudiar la cinta lechosa en el cielo nocturno llamada Vía Láctea, y descubrió que está compuesta por una inmensa cantidad de estrellas. En el año 1755, el filósofo alemán Immanuel Kant afirmaba que la Vía Láctea era una estructura formada por miles de sistemas solares como el nuestro y que era lógico suponer la existencia de otros planetas y satélites orbitando alrededor de otras estrellas, y que debían existir otras Vías Lácteas separadas a grandes distancias. A finales del siglo XVIII, el astrónomo francés Chareles Messier, dedicado a descubrir cometas, compiló en su famoso “Catálogo Messier” (Messier, 1781) con poco más de 100 objetos difusos. Según Messier, se trataba de nebulosas y cúmulos estelares. Años más tarde, el astrónomo británico William Herschel dedujo que todas las estrellas que se observan desde la Tierra, incluida el Sol, se encuentran en un mismo disco y que la “nebulosa” llamada Vía Láctea no es otra cosa que un montón de estrellas situadas en el plano central de ese disco, sólo que, debido a nuestra posición, la vemos de canto. En el año de 1920 se dio el debate entre los astrónomos estadounidenses Heber D. Curtis y Harlow Shapley, ellos discutían si las nebulosas estaban dentro de la Vía Láctea formando un único universo de gas y estrellas o si eran otros “universos-islas” separados entre sí. Fue a principios de los años 20 cuando el astrónomo estadounidense Edwin Hubble, con un nuevo telescopio, logró resolver las partes más externas de algunas nebulosas como colecciones de estrellas individuales. Más aún, Hubble pudo identificar en la nebulosa Andrómeda estrellas cefeidas¹ y éstas le permitieron estimar su distancia, estableciendo que estaban fuera de la Vía Láctea. Y de ahí en adelante pasó a llamarse la galaxia Andrómeda. A partir de este momento se adopta el término galaxia (del griego gala, gálaktos, que significa leche) para referirse a

¹Cefeidas: estrellas que varían periódicamente su brillo

esas “nebulosas”, espirales o elípticas, que se encontraban a grandes distancias de nosotros.

Actualmente sabemos que las galaxias son sistemas compuestos por estrellas, gas, polvo y materia oscura ligados gravitacionalmente en un estado de constante evolución, aunque ese proceso evolutivo se produce durante miles de millones de años. Las galaxias son el producto final de su evolución cosmológica. Sus propiedades son una consecuencia directa de sus historias de ensamblaje, formación estelar y ambiente. Históricamente se han clasificado morfológicamente en dos grupos principales, elípticas y espirales (e.g. [Hubble, 1926, 1936](#); [de Vaucouleurs, 1959](#); [Sandage, 1961](#), ver Figura 1.1).

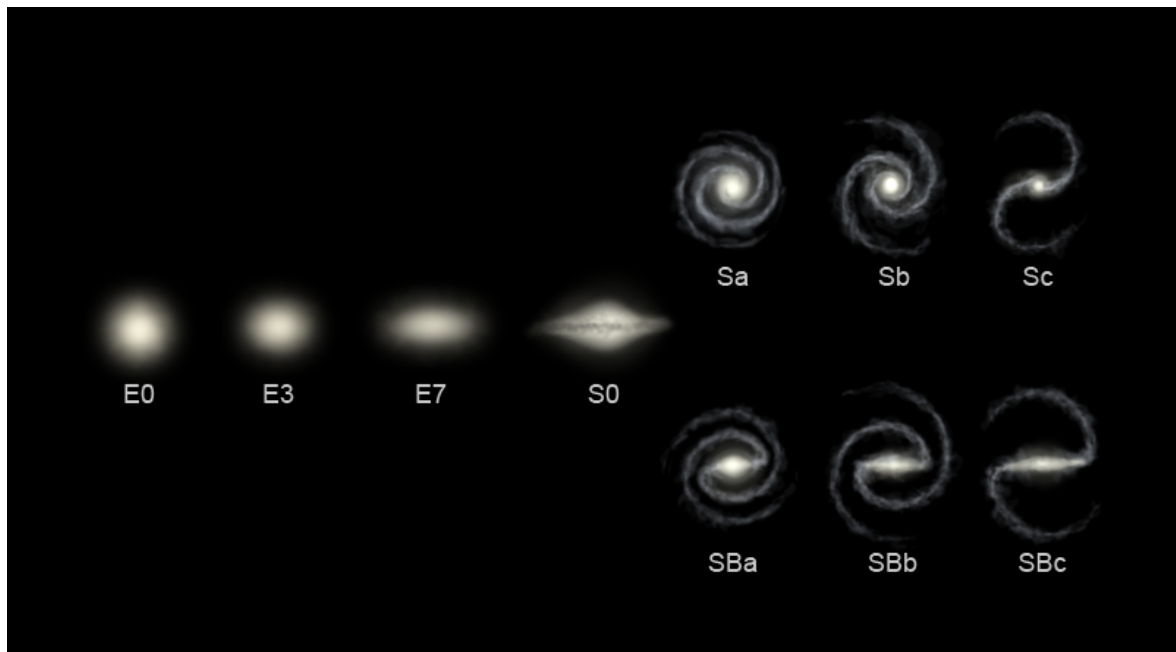


FIGURA 1.1: Clasificación morfológica de Hubble.

Las galaxias elípticas se clasifican como E_n de acuerdo con $n = 10(1 - b/a)$, donde b/a es la razón axial. Con esta clasificación las E_0 son galaxias circulares, y las E_7 son alargadas. En general, las galaxias elípticas pueden ser triaxiales si $a \geq b \geq c$, esféricas si $a = b = c$, oblatas si $a = b$ y prolatas si $a = c$. Donde a, b y c son las escalas de la galaxia a tres ejes. Mientras que las galaxias espirales generalmente sin barra se clasifican como Sa, Sb y Sc mientras que las barradas SBa, SBb y SBc. [de Vaucouleurs \(1961\)](#) notó que las galaxias espirales muestran típicamente colores más azules, indicando que en ellas dominan las poblaciones estelares jóvenes, mientras que las galaxias elípticas tienden a ser más rojas, con poblaciones estelares más viejas. Por otro lado, [Dressler et al. \(1987\)](#) encontró que la morfología de las galaxias está estrechamente relacionada con el ambiente, donde galaxias elípticas viven en ambientes densos, tales como cúmulos.

¿Pero cómo se forman las galaxias? Estudiar la formación y evolución de las galaxias es una de las áreas de investigación más activas de la astrofísica. Uno de los primeros intentos de explicar el proceso de formación fue realizado por [Eggen et al. \(1962\)](#). Estos autores sugieren que las galaxias se forman a partir de un colapso monolítico de una gran nube de gas, que se enfría gradualmente. El momento angular inicial

de la nube generaría un disco de material en rotación, y las estrellas de primera generación enriquecerían el medio interestelar con elementos pesados formados en su interior. Años más tarde, la comunidad científica comenzó a considerar el escenario de formación jerárquica, en el que las galaxias no se forman a partir del colapso de una sola nube, sino como el resultado de una serie de interacciones y fusiones entre objetos más pequeños que se unen para formar las estructuras que vemos en el universo hoy en día (p. ej., [White & Rees, 1978](#)). Sin embargo, para comprender cómo ha sido su proceso de formación y evolución debemos adentrarnos a los primeros momentos de la existencia del universo.

1.1. El contexto Cosmológico.

El modelo cosmológico más aceptado entre la comunidad científica, el llamado materia oscura fría con constante cosmológica, Λ , (Λ CDM por las siglas en inglés de *Cold Dark Matter*) sugiere un universo geoméricamente plano con una componente de materia oscura fría que no interactúa con la radiación electromagnética, lo que la hace invisible (p. ej. [Blumenthal et al., 1984](#); [Peebles, 1984](#); [Efstathiou et al., 1990](#)). Sin embargo, diferentes observaciones independientes producidas por el efecto gravitacional que genera la materia oscura sobre la luminosa nos da evidencia de su existencia, por ejemplo: (i) el agrupamiento de galaxias en los cúmulos (p. ej. [Zwicky, 1937](#)), (ii) las curvas de rotación de las galaxias (e.g. [Zwicky, 1937](#); [Rubin & Ford, 1970](#)), (iii) la radiación cósmica de fondo (CMB por las siglas en inglés de *Cosmic Microwave Background*, [Peebles, 1982](#)), y (iv) lentes gravitacionales (p. ej. [Massey et al., 2010](#)), entre otras.

El modelo cosmológico Λ CDM establece que en los primeros instantes después del *Big Bang* el universo fue una mezcla extremadamente caliente, densa y casi homogénea de fotones y materia, fuertemente acoplada como un plasma ([Peebles, 1993](#)). Pequeñas perturbaciones en el campo de densidad del plasma primordial se produjeron por fluctuaciones cuánticas amplificadas por un período de expansión acelerada llamada inflación ([Linde, 1984](#)). Estas perturbaciones primordiales se propagaron sobre el plasma primordial como una onda produciendo regiones de sub- y sobre-densidad. A medida que el universo se fue enfriando y expandiendo, se dan las condiciones físicas para que se diera la recombinación entre los electrones y protones para formar átomos, principalmente en forma de Deuterio, hidrógeno neutro y Helio ([Schramm & Wagoner, 1977](#)). Los fotones se desacoplaron de los bariones quedando libres para viajar a través del universo llevando consigo impresa la huella del campo de fluctuaciones de densidad, lo que hoy llamamos anisotropías de la radiación cósmica de fondo ([Smoot et al., 1992](#)). Este modelo cosmológico ha tenido gran éxito en explicar diferentes observaciones independientes a gran escala, por ejemplo: (i) la formación de estructuras, (ii) la exploración del CMB, (iii) la expansión acelerada del universo, etc. (p. ej. [Komatsu et al., 2011](#)).

De acuerdo a nuestro entendimiento actual del universo, las primeras estructuras a gran escala se formaron debido a que las fluctuaciones de densidad primordiales fueron atraídas por su propia gravedad hacia áreas de material más denso, jerárquicamente formando estructuras más grandes en equilibrio virial que hoy en día llamamos halos de materia oscura ([Blumenthal et al., 1984](#)). Mientras tanto, el gas

circundante fue arrastrado gravitacionalmente hacia las regiones internas de los halos de materia oscura en forma de gas denso y frío para dar lugar a una protogalaxia, es decir, a una galaxia sin estrellas. A medida que la densidad del gas aumenta en el centro del halo su autogravedad eventualmente será dominante sobre la gravedad de la materia oscura. Este efecto provoca que el gas colapse bajo su propia gravedad incrementando su densidad y temperatura. Durante el colapso, las nubes de gas se fragmentan en pequeños núcleos de alta densidad para eventualmente formar estrellas y posteriormente comienza a formarse una galaxia ópticamente visible (p. ej. [White & Rees, 1978](#); [Fall & Efstathiou, 1980](#)). Una vez formadas las galaxias, los halos de materia oscura que las contienen, y las mismas galaxias, continúan creciendo juntos mediante el ensamblaje jerárquico (fusión y acreción), y a través de la conversión del gas en estrellas. A medida que las galaxias crecen, el gas que las alimenta se debe reabastecer para mantener la tasa de formación estelar observada. Este gas se obtiene de la acreción por filamentos que provienen del exterior de las galaxias (p. ej. [Larson, 1972](#); [Sancisi et al., 2008](#); [Stewart et al., 2011](#); [Martin et al., 2019](#)). Observaciones de una galaxia lejana a un corrimiento al rojo de ~ 2.3 que se “alimenta” de una nube cercana de hidrógeno, con una tasa de acreción de gas similar a la tasa de formación estelar han confirmado esta idea ([Bouché et al., 2013](#)).

Uno de los aspectos más llamativos y conocidos de las galaxias en el universo local es la distinción entre las elípticas, también conocidas como de "tipo temprano", y las espirales o también llamadas de "tipo tardío" (p. ej. [Baldry et al., 2004](#); [Blanton & Moustakas, 2009](#)). La comunidad científica sostiene la idea de que la fusión de dos o más halos de materia oscura y por lo tanto sus galaxias huésped forman galaxias más grandes con propiedades totalmente diferentes a sus progenitoras y que pueden desarrollar una componente estelar con forma esferoidal, dando lugar a una galaxia elíptica o de tipo temprano (p. ej. [Kormendy et al., 2009](#); [Naab et al., 2009](#); [Oser et al., 2010](#); [Mancillas et al., 2019](#)). Mientras que las galaxias espirales o de tipo tardío desarrollan un disco en rotación debido a la conservación del momento angular de su halo de materia oscura generado por torques (p. ej. [Doroshkevich, 1970](#); [Efstathiou & Jones, 1979](#); [Avila-Reese & Firmani, 2000](#); [Firmani & Avila-Reese, 2000](#); [van der Kruit & Freeman, 2011](#); [Stewart et al., 2011](#); [Danovich et al., 2015](#)). Como ya mencionamos antes, las galaxias de tipo temprano en el universo local son típicamente rojas con poblaciones estelares viejas y con poco gas (p. ej. [Bernardi et al., 2003](#); [Emsellem et al., 2004](#); [McDermid et al., 2006](#); [Faber et al., 2007](#)). Mientras que las galaxias de tipo tardío son generalmente azules, con poblaciones estelares jóvenes y ricas en gas (p. ej. [Strateva et al., 2001](#); [Ilbert et al., 2010](#)). Compilaciones de las propiedades fotométricas globales de las galaxias (magnitud, color, índice de sérsic, radio efectivo, masa estelar) se presentaron en [Roberts & Haynes \(1994\)](#) y en [Blanton & Moustakas \(2009\)](#), mientras que las propiedades espectroscópicas espacialmente resueltas (masa estelar, tasa de formación estelar, metalicidad, etc.) de las galaxias en el universo local se muestran en [Sánchez \(2020\)](#). Hoy en día buscamos definir las familias de galaxias a través de sus propiedades físicas y correlaciones fundamentales que guardan información importante sobre sus historias de formación y evolución. Por lo tanto, en la próxima sección describimos las principales correlaciones cinemáticas que siguen las galaxias elípticas y espirales.

1.2. Antecedentes.

Aunque la cinemática interna en las galaxias elípticas y espirales es completamente diferente, en las primeras dominada por dispersión de velocidades con las estrellas siguiendo órbitas con trayectorias aleatorias y en las últimas dominada por rotación con las estrellas en su mayoría siguiendo órbitas circulares (p. ej. [Zhu et al., 2018a](#)), ambas siguen relaciones de escala cualitativamente similares entre su cinemática, propiedades estructurales, y luminosidad.

1.2.1. La relación Tully-Fisher.

La relación Tully-Fisher ([Tully & Fisher, 1977](#), de aquí en adelante TF), es una correlación entre la luminosidad de las galaxias de disco con su velocidad de rotación característica. Fue originalmente propuesta utilizando magnitudes fotográficas y velocidades a partir del ancho en la línea de emisión del hidrógeno neutro HI. Esta correlación se ha convertido en una de las relaciones de escala de galaxias de disco mejor estudiada y en un indicador de distancia secundario de gran alcance. Aunque la relación Tully-Fisher “clásica” usando la luminosidad es más directamente accesible, una versión más físicamente motivada utiliza la masa estelar en lugar de la luminosidad, ya que la cantidad de luz medida de las poblaciones estelares subyacentes es función de la banda observada, sistemáticamente afectando la pendiente (p. ej., [Verheijen, 2001](#); [Courteau et al., 2007](#); [Ponomareva et al., 2017](#)). La relación TF con la masa estelar se ajusta bien con una simple ley de potencias, por lo menos para galaxias más masivas que $\sim 10^{9.5} M_{\odot}$ (e.g. [McGaugh et al., 2000](#); [Bell & de Jong, 2001](#); [Avila-Reese et al., 2008](#); [Aquino-Ortíz et al., 2018](#)), mientras que a bajas masas se desvía de una simple ley de potencias ([McGaugh et al., 2000](#); [McGaugh, 2012, 2020](#), ver panel izquierdo de la Figura 1.2). En el régimen de bajas masas, dominan las galaxias enanas ricas en gas, en las cuales la masa de gas frío, M_g , es comparable e incluso mayor que la masa estelar, M_{\star} , (p. ej., [Bradford et al., 2015](#)). Por lo tanto, cuando se reemplaza la masa estelar por la masa bariónica, $M_{bar} = M_{\star} + M_g$, se obtiene una relación más fundamental y más estrecha, la llamada TF bariónica, y se recupera la relación lineal abarcando varios ordenes de magnitud en masa bariónica, sugiriendo una profunda conexión entre el contenido bariónico de las galaxias y sus halos de materia oscura (p. ej., [McGaugh et al., 2000](#); [Lelli et al., 2016](#); [Iorio et al., 2017](#); [McGaugh, 2020](#), ver panel derecho de la Figura 1.2).

Estudiar la TF bariónica involucra combinar datos en el óptico para determinar la componente estelar, y datos en radio para el contenido de gas (p. ej., [Ponomareva et al., 2017](#)). A pesar de los recientes estudios observando en el mediano-infrarrojo para determinar la masa estelar total de galaxias con el objetivo de minimizar la dispersión en la TF bariónica ([Lelli et al., 2016](#)), varias incertidumbres se mantienen, por ejemplo, al asumir una razón masa-luminosidad estelar ([McGaugh, 2012](#)) o suponer que la cinemática derivada traza la distribución de masa total de la galaxia. Además, la relación TF se expresa normalmente en términos de la velocidad de rotación medida en algún “radio luminoso” característico (p. ej., [Bell & de Jong, 2001](#); [Avila-Reese et al., 2008](#); [Reyes et al., 2011](#)). Por ejemplo, 2.2 veces el radio de escala de un perfil exponencial (p. ej., [Courteau et al., 2007](#)), el radio que contiene aproximadamente el 80 % de todas las estrellas (p. ej., [Pizagno et al., 2007](#)), o la velocidad máxima medida

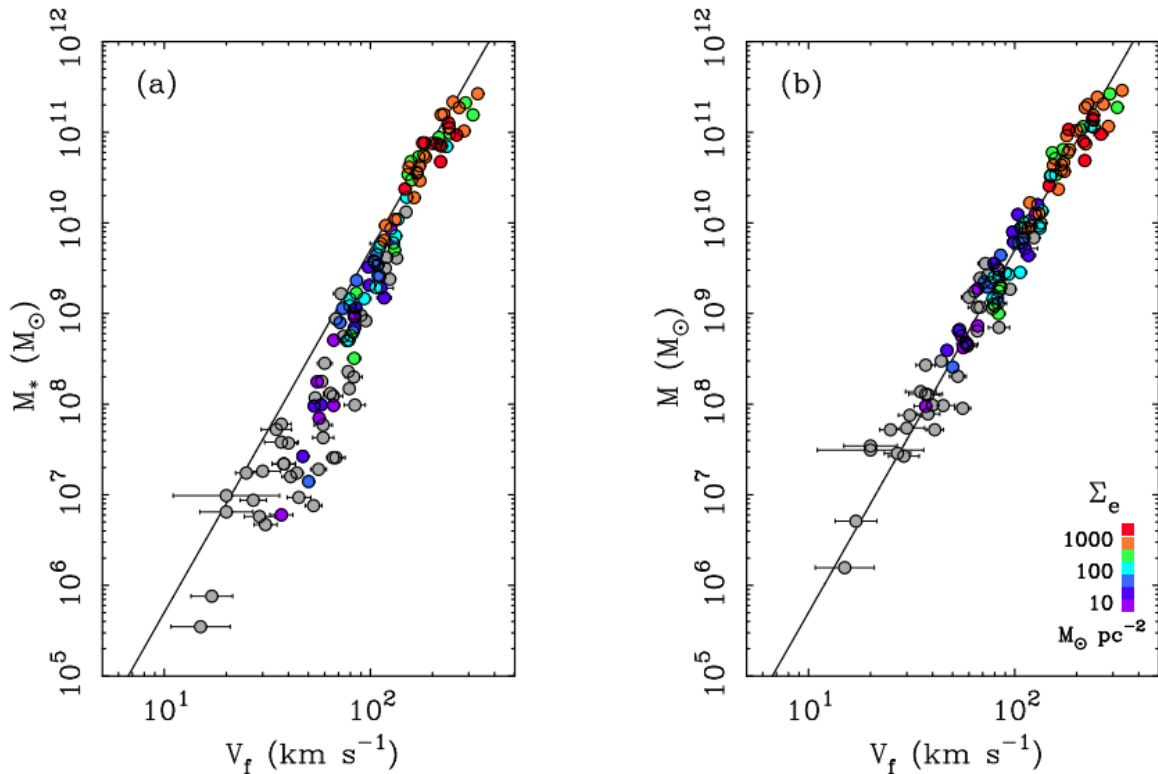


FIGURA 1.2: Relación Tully-Fisher. *Panel izquierdo*: relación TF con la masa estelar. *Panel derecho*: relación TF con la masa bariónica. El código de color representa la densidad superficial estelar al radio efectivo. Los símbolos de color gris representan galaxias dominadas por gas y de bajo brillo superficial. Imagen extraída de [McGaugh \(2020\)](#).

de las curvas de rotación (p. ej., [Avila-Reese et al., 2008](#); [Aquino-Ortíz et al., 2018](#)). Cada una de estas definiciones de velocidad altera significativamente los resultados, es decir, se obtienen diferentes valores para las pendientes, punto cero y la dispersión intrínseca (p. ej., [Verheijen, 2001](#); [Ponomareva et al., 2017](#); [Lelli et al., 2019](#)). Esto vuelve complicado realizar una comparación libre de sistemáticos e incertidumbres entre los datos observacionales y las predicciones teóricas de formación de galaxias. De hecho, reproducir la pendiente, punto cero y la dispersión de la TF bariónica (o la estelar) es una prueba estándar de las teorías de formación de galaxias basadas tanto en simulaciones hidrodinámicas (p. ej., [Navarro & Steinmetz, 2000](#); [Brook et al., 2012](#); [Vogelsberger et al., 2014](#)) como en modelos semianalíticos.²

Desde el punto de vista cosmológico, han surgido principalmente dos ideas diferentes sobre el posible origen de la relación TF, las cuales consideran que: (i) es el resultado de la formación estelar auto-regulada en discos de diferente masa (p. ej.,

²Estos modelos emplean recetas sencillas, aunque bien fundamentadas, para generar una población sintética de galaxias dentro de una población de halos de materia oscura que evolucionan con el tiempo. Las propiedades físicas de dicha población se comparan luego con las galaxias observadas con el fin de calibrar las prescripciones asumidas y esclarecer el rol que cumplen los diversos mecanismos de formación de las galaxias. (p. ej., [Cole et al., 2000](#); [Dutton & van den Bosch, 2009](#); [Desmond & Wechsler, 2015](#)).

Silk, 1997; Firmani & Avila-Reese, 2000), y (ii) es una consecuencia directa de la equivalencia entre la masa y la velocidad circular virial del halo impuesta por la edad finita del universo dada de la siguiente manera (p. ej., Mo et al., 1998; Steinmetz & Navarro, 1999; Avila-Reese et al., 1999; Firmani & Avila-Reese, 2000):

$$M_h = \frac{V_h^3}{10GH(z)}, \quad (1.1)$$

donde $H(z)$ es el parámetro de Hubble dependiente del corrimiento al rojo y G es la constante gravitacional. El escalado de esta ley de potencia se asemeja a la relación TF observacional comúnmente expresada como $M \propto V^a$ (donde a es la pendiente, con valores que van de 2.5 a 4), siempre y cuando las masas de las galaxias y las velocidades de rotación escalen aproximadamente en proporción a las masas y las velocidades circulares viriales de los halos que habitan.

A pesar de la popularidad de la TF, hay varios aspectos de esta relación no del todo entendidos aún. Sabemos que en la TF, la luminosidad o masa estelar, nos da información puramente de la componente bariónica del sistema galaxia-halo. Mientras que la velocidad de rotación asignada a una galaxia tiene asociada la contribución tanto de la parte bariónica como la de materia oscura, ya que ambas aportan masa al sistema rotante. Por lo tanto, la relación TF correlaciona, encubiertamente, propiedades de la galaxia con propiedades de su halo de materia oscura. Esto es importante no sólo porque su estudio permite inferir propiedades del halo, que al estar compuesto de materia no radiante imposibilita su observación, sino también porque es una excelente herramienta que permite evaluar los sistemas galaxia-halo estudiados en simulaciones hidrodinámicas cosmológicas y modelos semianalíticos.

1.2.2. El plano fundamental.

La relación de escala análoga a la TF para galaxias elípticas es la Faber-Jackson (Faber & Jackson, 1976, de aquí en adelante FJ). La FJ es una correlación entre la dispersión de velocidades central y la luminosidad (o masa estelar) de la forma $M \propto \sigma^a$, donde a es la pendiente. Esta relación implica que las galaxias más luminosas tienen mayor dispersión de velocidades. La forma y la dispersión de la relación FJ no ha sido tan estudiada, debido a que sus grandes residuos correlacionan con un tercer parámetro, el tamaño de las galaxias, es decir, el radio efectivo, R_e . Este tercer parámetro, junto con el brillo superficial, I_e , y la dispersión de velocidades, σ_e , ambos al radio efectivo, generan una correlación más estrecha que la FJ, llamada el Plano Fundamental (Djorgovski & Davis, 1987; Dressler et al., 1987; Faber et al., 1987, de aquí en adelante PF), el cual se escribe como:

$$\log(R_e) = a \log(I_e) + b \log(\sigma_e) + c, \quad (1.2)$$

donde a y b son las pendientes y c es el punto-cero. El PF puede entenderse como una demostración del plano virial previsto para los sistemas relajados asumiendo que: (i) la razón masa-luminosidad en galaxias, M/L , es constante, (ii) son estructuras esféricamente simétricas, (iii) son sistemas con perfiles orbitales y de densidad

homólogos, y (iv) tienen fracciones de materia oscura similares. Con estas suposiciones el PF sería equivalente al plano virial con los coeficientes de $a = 2$ y $b = -1$. Sin embargo, existe una desviación de la predicción virial, llamada la inclinación (*tilt* en inglés) del PF. Jorgensen et al. (1996) estudiaron el PF para una muestra de 226 galaxias elípticas, de 10 cúmulos de galaxias, y encontraron que los mejores coeficientes obtenidos son $a = 1.24$ y $b = -0.82$ con una dispersión de ~ 0.08 dex en $\log(R_e)$. Más recientemente, en el estudio de Cappellari et al. (2013), reportaron valores de $a = 1.063 \pm 0.041$ y $b = -0.765 \pm 0.023$ con una dispersión de ~ 0.09 dex en $\log(R_e)$ en el PF para una muestra de 260 galaxias elípticas. El origen de la inclinación y de la dispersión del PF han sido atribuidas a desviaciones en las suposiciones mencionadas previamente. Por ejemplo: (i) variaciones en la razón M/L incrementando sistemáticamente con la luminosidad (p. ej., Faber et al., 1987; Prugniel & Simien, 1996; Cappellari et al., 2006; Tortora et al., 2009), (ii) variaciones en la cinemática y perfiles de densidad (p. ej., Ciotti et al., 1996; Trujillo et al., 2004), (iii) variaciones en las poblaciones estelares o función inicial de masa (p. ej. Renzini & Ciotti, 1993; Prugniel & Simien, 1996; Tortora et al., 2013; Martín-Navarro et al., 2015), y (iv) variaciones en la fracción de materia oscura (p. ej., Ciotti et al., 1996; Padmanabhan et al., 2004; Tortora et al., 2012).

El PF parece ser el mismo en diferentes ambientes, en el sentido que los coeficientes a y b son similares para galaxias en ambientes que se extienden de cúmulos densos a galaxias de campo en regiones de baja densidad (p. ej., de la Rosa et al., 2001; Reda et al., 2005). Mientras que otros trabajos sugieren variaciones con el ambiente (p. ej., Bernardi et al., 2003; La Barbera et al., 2010; Ibarra-Medel & López-Cruz, 2011). Por otro lado, Cappellari et al. (2013) mostraron que la dispersión es debido a efectos de las poblaciones estelares y confirman que la desviación de la predicción virial se debe a variaciones en la razón M/L .

Las variables involucradas en la TF, FJ y PF (masa, luminosidad, cinemática interna y radio efectivo) son por sí solas el producto de procesos complejos involucrados en la formación y evolución de las galaxias, y esos procesos contribuyen a su pendiente, punto-cero y dispersión. Por ejemplo, la luminosidad (masa) estelar es el producto de la tasa de formación estelar integrada, mientras que la cinemática, como la velocidad de rotación máxima, V_{max} , o dispersión de velocidades, σ_e , son una medida del potencial gravitacional total, compuesto parcialmente por la componente estelar y parcialmente por el halo de materia oscura. Sin embargo, como hemos discutido hasta ahora, estas relaciones de escala funcionan sólo en un intervalo limitado de tipos de galaxias, lo que sugiere que las actuales leyes de escalamiento están incompletas. Aún no es evidente que cualquiera de estas relaciones sea tan fundamental para todos los tipos de galaxias como lo es la secuencia principal en el diagrama de Hertzsprung-Russell para las estrellas. Las galaxias espirales siguen a la relación TF, mientras que las elípticas a la relación FJ y el PF. Incluir galaxias de otros tipos morfológicos dentro de estas relaciones de escala no solo incrementa su dispersión, sino que también cambia la pendiente y el punto-cero de las relaciones (p. ej. Neistein et al., 1999; Iodice et al., 2003; Williams et al., 2010; Tonini et al., 2014). Por ejemplo, Falcón-Barroso et al. (2011) estudiaron la relación FJ y el PF para una muestra de galaxias elípticas y espirales del muestreo *Spectroscopic Areal Unit for Research on Optical Nebulae* (SAURON, Bacon et al., 2001). Estos autores encontraron que las galaxias de disco se desvían del mejor ajuste de la FJ, mientras que en el PF

aunque siguen la tendencia, muestran una mayor dispersión que las galaxias elípticas. [Bezanson et al. \(2015\)](#) encontraron resultados similares para galaxias del *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS)³ incluyendo 31 galaxias en formación estelar (activas) y 72 galaxias masivas sin formación estelar (apagadas).

Hoy en día, es bien sabido que aunque la cinemática interna en las galaxias espirales está dominada por rotación, existen propiedades estructurales (brazos espirales, barras, discos elípticos), efectos ambientales (fusiones, interacciones) y flujos de gas que salen o caen a las galaxias que pueden perturbar la cinemática, produciendo movimientos no-circulares (p. ej. [Valenzuela et al., 2007](#); [Colombo, 2013](#); [Barrera-Ballesteros et al., 2015a](#); [Randriamampandry et al., 2015](#); [Holmes et al., 2015](#)). Por otro lado, se ha mostrado que algunas galaxias elípticas, aunque dominadas por dispersión de velocidades, presentan una fracción de órbitas en rotación (p. ej. [Lorenzi et al., 2006](#); [Emsellem et al., 2007](#); [Zhu et al., 2018a](#)). Por lo tanto, construir relaciones de escala cinemáticas ignorando la componente de movimientos aleatorios en galaxias espirales y rotación en galaxias elípticas podrían causar cambios en la pendiente y punto-cero, así como un aumento en la dispersión.

1.2.3. El parámetro de velocidad total.

En los últimos 20 años, se han realizado diferentes esfuerzos para encontrar una relación de escala cinemática que se cumpla para galaxias elípticas y espirales. [Weiner et al. \(2006\)](#) introdujeron un nuevo parámetro cinemático definido como $S_K^2 = KV_{rot}^2 + \sigma^2$, que no es más que la combinación de los movimientos circulares dados por la velocidad de rotación, V_{rot} , multiplicada por un factor K que generalmente se asume constante, y los movimientos aleatorios dados por la dispersión de velocidades, σ_e . La derivación de este parámetro de velocidad total parte del teorema del virial en su forma tensorial de la siguiente manera ([Zaritsky et al., 2008](#)):

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 \mathbf{I}_{jk}}{dt^2} = 2\mathbf{T}_{jk} + \mathbf{\Pi}_{jk} + \mathbf{W}_{jk}, \quad (1.3)$$

donde \mathbf{I} es el tensor del momento de inercia, \mathbf{T} y $\mathbf{\Pi}$ son las contribuciones de los movimientos ordenados y aleatorios al tensor de energía cinética, respectivamente, y \mathbf{W} es el tensor de energía potencial. Suponiendo sistemas en estado estacionario, el lado izquierdo de la ec. (1.3) es cero. Posteriormente, evaluamos la traza de la ec. (1.3) y escribimos la componente de los movimientos ordenados de la energía cinética como $1/2A_0MV_{rot}^2$, la componente de movimientos aleatorios como $A_1M\sigma_e^2$ y la energía potencial del sistema la expresamos como $-B_0GM^2/R$. Donde V_{rot} y σ_e son la velocidad de rotación y dispersión de velocidades respectivamente, M es la masa total del sistema, A_0, A_1, B_0 son factores de corrección obtenidos por evaluar completamente los tensores de la ec. (1.3) y R es un radio característico que definimos como el radio efectivo. Por lo tanto, sin pérdida de generalidad obtenemos lo siguiente:

³El SDSS es un proyecto de investigación del universo mediante imágenes en el espectro visible y de corrimiento al rojo, realizada en un telescopio de 2.5 metros situado en el observatorio Apache Point de Nuevo México

$$A_0 V_{R_e}^2 + A_1 \sigma_e^2 = B_0 \frac{GM_{dyn_e}}{R_e}. \quad (1.4)$$

Dividiendo la ec. (1.4) entre A_1 podemos definir el lado izquierdo como el parámetro de velocidad total $S_K^2 = KV_{R_e}^2 + \sigma_e^2$. Por lo tanto, el teorema del virial nos queda de la siguiente manera:

$$S_K^2 = \eta \frac{GM_{dyn_e}}{R_e}. \quad (1.5)$$

El coeficiente η de la ecuación anterior, así como K del parámetro S_K , podrían ser diferentes para cada galaxia, estos guardan información de la anisotropía, del perfil de dispersión de velocidades, del perfil de densidad y podrían ser función de la historia de formación, estado dinámico, y ambiente de las galaxias. En el parámetro original S_K introducido por [Weiner et al. \(2006\)](#) K es positivo y menor que uno. Generalmente se ha usado con un valor de $K = 0.5$, el cual es correcto solo para sistemas virializados con simetría esférica y dispersión de velocidades isotrópica, es decir, para sistemas con el perfil de densidad que va como $\rho \propto r^{-\alpha}$, donde $\sigma_e = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} V_{rot}$, y por lo tanto $K \equiv \frac{1}{\sqrt{\alpha}}$ ([Binney & Tremaine, 1987](#), § 4.4, pag. 230). Para grandes radios, donde domina la componente de materia oscura en galaxias, $\alpha = 2$, lo que resulta en un valor de $K = 0.7$. Mientras que en las galaxias, alrededor del pico de la contribución bariónica en la curva de rotación, se tiene que $\alpha = 2 - 3$ para una distribución de masa esférica, lo que da un valor de $K \sim 0.5$ ([Weiner et al., 2006](#)). [Barat et al. \(2019\)](#) probaron de manera empírica el efecto en la dispersión al cambiar el valor de K dentro de un intervalo que va de 0.1 a 3. Estos autores encontraron que la mínima dispersión se logra para valores de $K = 0.3-0.7$. Dadas las incertidumbres, se justifica usar un valor promedio de $K = 0.5$ para todas las galaxias.

[Kassin et al. \(2007\)](#) fueron los pioneros en estudiar relaciones de escala con el parámetro de velocidad total usando la cinemática integrada del gas ionizado para una muestra de 544 galaxias observadas por el muestreo *All Wavelength Extended Groth Strip International Survey* (AEGIS, [Davis et al., 2007](#)) y el *Deep Extragalactic Evolutionary Probe 2* (DEEP2, [Davis et al., 2003](#)). Encontraron que tomando en cuenta de manera simultánea la rotación y dispersión de velocidades, a través del parámetro S_K , se puede inferir una correlación más estrecha con la masa estelar, M_* con una dispersión de ~ 0.1 dex, independientemente del tipo morfológico. Esta relación $M_* - S_K$ permite estudiar galaxias tanto elípticas como espirales en una misma relación de escala cinemática, en lugar de restringirnos solo a galaxias de disco usando la rotación, como en la relación TF, o galaxias elípticas usando la dispersión de velocidades, como en la FJ o PF. [Cortese et al. \(2014\)](#) fueron los primeros en estudiar la relación $M_* - S_K$ con datos espacialmente resueltos obtenidos con espectroscopía de campo integral. Combinaron la cinemática del gas ionizado y la estelar de una muestra de 235 galaxias observadas con el muestreo *Sydney-AAO Multi-object Integral Field* (SAMI, [Croom et al., 2012](#); [Bryant et al., 2015](#)) para confirmar que todas las galaxias sin importar el tipo morfológico siguen la relación $M_* - S_K$ con una dispersión de ~ 0.1 dex. Recientemente nuevos estudios han confirmado este resultado usando datos de IFS de diferentes muestreos, como CALIFA ([Aquino-Ortíz et al., 2018](#); [Gilhuly et al., 2019](#)), SAMI ([Barat et al., 2019](#)) y MaNGA ([Aquino-Ortíz](#)

et al., 2020). Lo interesante es que diferentes estudios usando datos con IFS de diferentes muestreos, todos arrojan una dispersión de ~ 0.1 dex para la relación de escala $M_\star - S_K$, esto confirma que el hecho de combinar la velocidad de rotación y dispersión de velocidades nos da un mejor estimador de la velocidad circular, y por lo tanto, de la masa dinámica en galaxias elípticas y espirales.

1.2.4. El plano fundamental universal.

El parámetro de velocidad total, S_K , se utilizó para construir un plano fundamental más general por Zaritsky et al. (2008) (y refinado en Zaritsky et al. (2011)) que se cumple para todas las clases de galaxias, desde galaxias enanas hasta las galaxias más brillantes, tanto elípticas como espirales. El plano fundamental general surgió con la idea de escribir el teorema del virial en términos de propiedades observadas en galaxias. Por lo tanto, si en la ec. (1.5) reemplazamos la masa dinámica por la razón dinámica masa-luminosidad, es decir, $M_{dyn_e} = Y_e L_e$, donde la luminosidad al radio efectivo esta definida de la siguiente manera $L_e = \pi R_e^2 I_e$, donde I_e es el brillo superficial dentro del radio efectivo, entonces tenemos lo siguiente:

$$S_K^2 = \eta G \pi Y_e R_e I_e. \quad (1.6)$$

Definimos una nueva constante, $C = \eta G \pi$, y tomamos el logaritmo de la ec. (1.6) para escribir el plano fundamental universal como:

$$\log(Y_e) = \log(S_K^2) - \log(I_e) - \log(R_e) + C, \quad (1.7)$$

donde R_e es el radio efectivo, Y_e es la razón dinámica masa-luminosidad medida al radio efectivo de manera robusta a través de modelos dinámicos, S_K es el parámetro de velocidad total medido a R_e , y finalmente I_e es el brillo superficial dentro de R_e . Zaritsky et al. (2008) propusieron una función de ajuste para determinar la razón dinámica masa-luminosidad dentro de R_e , Y_e , que depende de cantidades independientes de la distancia, como el brillo superficial, I_e , y la cinemática, S_K . Muestran que galaxias tanto elípticas como espirales caen dentro de este plano fundamental general con una dispersión de ~ 0.1 dex en $\log R_e$, comparable a la del plano fundamental "clásico" (~ 0.09 dex, Cappellari et al., 2013), aunque este último limitado a galaxias de tipo temprano. Zaritsky et al. (2008) aseguran que con una muestra de galaxias para las cuales se tengan mediciones independientes de la razón dinámica masa-luminosidad, la dispersión puede ser tan baja como ~ 0.05 dex. Estos autores sugieren que el origen de esta dispersión es debido a el crecimiento de la estructura galáctica afectada por factores internos (estructura orbital estelar, actividad nuclear central, historia de pérdida de masa) o por factores externos como ambiente o historia de acreción.

Dos aspectos importantes de las relaciones de escala cinemáticas descritas hasta ahora las convierten en las correlaciones más estudiadas y aplicadas en la astronomía extragaláctica. La primera es que reflejan una estrecha conexión entre propiedades de los halos de materia oscura y propiedades observadas en galaxias, proporcionando fuertes restricciones a los escenarios de formación y evolución de las galaxias (p. ej. Baugh, 2006). La segunda es que se usan para predecir propiedades físicas de

las galaxias cuando el tamaño de la muestra estudiada es demasiado grande como para obtener observaciones detalladas o para realizar análisis de galaxias individuales. Por ejemplo, como estimadores de distancias (p. ej. Giovanelli et al., 1997; Zaritsky et al., 2012), masas dinámicas (p. ej. Courteau et al., 2014; Ouellette et al., 2017; Aquino-Ortíz et al., 2018, 2020) y para estudiar el contenido de materia oscura en galaxias (Desmond & Wechsler, 2017).

Aunque los resultados de Cortese et al. (2014) sobre la relación $M_\star - S_K$ son alentadores, beneficiándose del uso de la espectroscopía de campo integral para medir la dispersión de velocidades y la velocidad de rotación, tanto de la componente estelar como del gas ionizado (a partir de mapas espacialmente resueltos), la cobertura espacial de las observaciones de SAMI y la resolución tanto espacial como espectral de los datos pudieran contribuir fuertemente a las incertidumbres, de manera similar a como lo hacen en las estimaciones del ancho de línea del perfil de HI para la relación TF (p. ej. Ponomareva et al., 2017). Por otro lado, la propuesta de Zaritsky et al. (2008, 2011) es un primer paso para inferir un plano fundamental universal que se cumpla para galaxias tanto espirales como elípticas. Un segundo paso sería derivarlo usando una muestra de galaxias con mediciones independientes de la razón dinámica masa-luminosidad. Por lo tanto, nos propusimos repetir y extender estos análisis utilizando datos con mejor resolución y cobertura espacial, así como muestras con mayor significancia estadística. En la siguiente sección describimos los objetivos perseguidos en la presente Tesis de doctorado.

1.3. Objetivos y Contenido.

De acuerdo con lo analizado y planteado previamente, en esta Tesis se pretende extender los trabajos pioneros de Cortese et al. (2014) sobre la relación cinemática $M_\star - S_K$ y Zaritsky et al. (2008, 2011) sobre el plano fundamental general. Para esto usamos muestras de galaxias con mayor significancia estadística observadas con espectroscopía de campo integral por el muestreo *Mapping Nearby Galaxies at APO*⁴ (MaNGA, Bundy & MaNGA Team, 2016) y datos con mejor cubrimiento de la extensión óptica de las galaxias del muestreo *Calar Alto Legacy Integral Field spectroscopy Area*⁵ (CALIFA, Sánchez et al., 2012). Por otro lado, aunque comprender el origen y la evolución de las galaxias es el objetivo principal para refinar y comprender las relaciones de escala discutidas hasta ahora, también las usamos para definir estimadores de la masa dinámica (luminosa+oscura) contenida dentro de un radio efectivo y estudiamos su distribución en función de la masa estelar, así como la fracción de materia oscura, como un método de trazar la relación masa-estelar-masa-halo (SHMR) en la parte interna de galaxias y comparar nuestros resultados con predicciones teóricas basados en modelos semiempíricos y simulaciones cosmológicas.

En concreto, los objetivos de la presente Tesis se pueden formular así:

⁴Muestreo de galaxias MaNGA: <https://www.sdss.org/surveys/manga/>

⁵Muestreo de galaxias CALIFA <https://califa.caha.es/>

- Estudiar las relaciones de escala cinemáticas: (i) TF, (ii) FJ, (iii) $M_\star - S_K$ y (iv) Plano Fundamental Universal con muestras controladas, homogéneas y estadísticamente representativas, inicialmente siguiendo la metodología presentada por Cortese et al. (2014), es decir, con propiedades cinemáticas integradas a un radio efectivo.
- Estudiar a detalle la cinemática de las galaxias construyendo modelos de los mapas de velocidad para submuestras de galaxias espirales no-barradas extraídas tanto de la muestra de CALIFA como de MaNGA. El objetivo es determinar la velocidad de rotación máxima, V_{max} , y explorar relaciones de escala con cinemática espacialmente resuelta, minimizando incertidumbres y efectos sistemáticos que arbitrariamente afecten las conclusiones.
- Definir estimadores de la masa dinámica contenida dentro de un radio efectivo, así como la fracción de materia oscura, y estudiar sus distribuciones en función de la masa estelar como proyecciones de la relación SHMR y comparar con predicciones teóricas.
- Seleccionar galaxias individuales “atípicas”, que se desvían más de 2σ del mejor ajuste a las relaciones de escala, para construir modelos dinámicos basados en órbitas usando la técnica de Schwarzschild (1979). El objetivo es estudiar su naturaleza dinámica y estructura orbital para entender porqué no siguen las relaciones de escala.

La Tesis está estructurada de la siguiente manera: en el Capítulo 2 describimos la técnica de observación llamada Espectroscopía de Campo Integral, y presentamos los datos usados a lo largo de esta Tesis obtenidos de los muestreos de galaxias CALIFA y MaNGA. En el Capítulo 3 presentamos: (i) el análisis espectral aplicado a los datos usando el dataducto PIPE3D para obtener tanto cantidades integradas como espacialmente resueltas (mapas 2D) de las propiedades cinemáticas de la componente estelar y del gas de las galaxias, y (ii) el análisis para derivar propiedades cinemáticas integradas a un R_e y propiedades espacialmente resueltas. En el Capítulo 4 presentamos las relaciones de escala TF, FJ y $M_\star - S_K$ para galaxias de CALIFA usando cinemática integrada y espacialmente resuelta. También proponemos un primer estimador de la masa dinámica al radio efectivo y estudiamos su distribución en función de la masa estelar. En el Capítulo 5 presentamos el Plano Fundamental Universal válido para galaxias tanto elípticas como espirales. Además definimos un segundo estimador de la masa dinámica contenida al radio efectivo con mayor precisión que el definido previamente. En el Capítulo 6 mostramos una serie de resultados preliminares, como lo son: (i) el estudio dinámico de galaxias “atípicas” que se desvían de las relaciones de escala, (ii) la función de velocidad máxima de galaxias, (iii) la fracción de materia oscura contenida a un radio efectivo, y (iv) un estimador del momento angular estelar en galaxias. Finalmente en el Capítulo 7 presentamos las conclusiones generales de esta Tesis doctoral y el trabajo a futuro.

Es importante mencionar que los Capítulos 4 y 5 corresponden enteramente a artículos ya publicados en revistas con arbitraje, donde el candidato a Doctor es el primer autor.

Capítulo 2

Espectroscopía de Campo Integral.

Hasta hace algunos años las observaciones espectroscópicas en astronomía se realizaban con la técnica tradicional conocida como espectroscopía de rendija larga (p. ej. [Blackman, 1980](#); [Binney et al., 1990](#); [Maciejewski & Binney, 2001](#); [da Rocha-Poppe et al., 2010](#)) o con espectroscopía con una única fibra óptica (p. ej., [Abazajian et al., 2003](#); [Bernardi et al., 2003](#)). Con estas técnicas se observa un objeto en el cielo usando un espectrógrafo en el que la abertura de entrada del haz de luz es una rendija alargada y estrecha (o una fibra óptica). Sin embargo, la información recabada es muy parcial y dependiente de la posición de la rendija (fibra) respecto al objeto, más aún si se trata de un objeto extendido, como una galaxia. Para superar estas limitaciones en objetos resueltos, lo que se hace es realizar diferentes observaciones colocando la rendija (fibra) en diferentes posiciones o utilizando múltiples rendijas para cubrir el objeto lo más posible (p. ej. [Arnaboldi et al., 2007](#)), pero este ejercicio no es eficiente. Actualmente, con la Espectroscopía de Campo Integral (IFS por las siglas en inglés de *Integral Field Spectroscopy*), también conocida como espectroscopía espacialmente resuelta o 3D, se superan las limitaciones de la espectroscopía obtenida por una única fibra o con rendija larga. La IFS es una técnica de observación astronómica capaz de obtener simultáneamente y en una sola exposición espectros de un número alto de elementos espaciales (llamados *spaxels*) de una fuente (galaxia, nebulosa, etc.) sobre un campo de visión cuasi-continuo bidimensional. La principal ventaja de la IFS es que permite resolver espacialmente las propiedades de las galaxias, es decir, permite estudiar variaciones espaciales, gradientes, perfiles, etc., de las propiedades de las poblaciones estelares y del gas. (p. ej. [García-Benito et al., 2017](#); [Schaefer et al., 2017](#); [Sánchez, 2020](#); [Fraser-McKelvie et al., 2020](#)). Las primeras observaciones con IFS se empezaron a realizar durante los años 80s (p. ej. [Vanderriest, 1980](#); [Courtes, 1982](#); [Barden & Wade, 1988](#)). A pesar que se utiliza desde hace más de 30 años no ha sido hasta fechas recientes (los últimos 10 años) que se ha extendido como técnica de uso general dentro de la comunidad científica debido a la complejidad de la reducción y análisis de este tipo de datos que limitaron su explotación durante muchos años. Las capacidades computacionales crecientes de los equipos informáticos y las nuevas técnicas desarrolladas por la comunidad ha permitido su reciente expansión.

Un espectrógrafo de campo integral consiste de dos componentes: el espectrógrafo y la unidad de campo integral (IFU por las siglas en inglés de *Integral Field Unit*) cuya función es dividir el plano espacial 2D en un arreglo de *spaxels* individuales y dirigir el haz de luz de cada uno de ellos al espectrógrafo. Existen diferentes técnicas

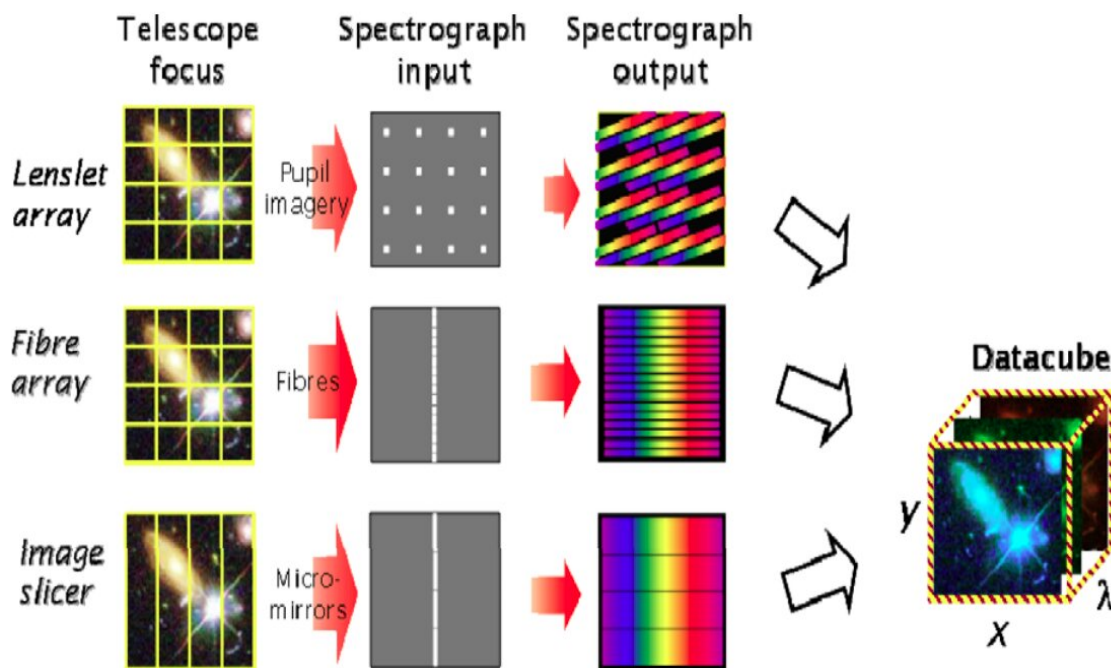


FIGURA 2.1: Principales técnicas de espectroscopía de campo integral. Imagen extraída de Allington-Smith (2006)

para dividir el plano focal 2D del telescopio en *spaxels* individuales, en la siguiente sección describimos las técnicas más comúnmente usadas.

2.1. Técnicas de IFS.

De acuerdo con Allington-Smith (2006) los IFUs se pueden clasificar en tres tipos principales de acuerdo a su manera de dividir el campo de visión (FoV por las siglas en inglés de *Field of View*), así como se ilustra en la Figura 2.1:

- Arreglo de microlentes:** Este tipo de IFU divide la imagen del objeto observado por un conjunto de microlentes. El haz de luz de cada elemento del objeto es enfocada por estas microlentes en un pequeño punto y dispersada directamente por el espectrógrafo en el detector, creando un espectro para cada microlente. Esta técnica fue desarrollada primeramente para el instrumento TIGER (*Traitement Intégral des Galaxies par l'Etude de leurs Raies*, Bacon et al., 1995) originalmente montado en el telescopio de 3.6m Canada-France-Hawaii (CFHT). Una ventaja de esta técnica es que es el IFU más simple de los tres y ofrece alto rendimiento. Su principal desventaja es que sólo permite espectros de un rango espectral pequeño entre los elementos espaciales. A pesar de su desventaja en el rango espectral, instrumentos como el *Optically Adaptive System for Imaging Spectroscopy* (OASIS, Emsellem, 1999) y SAURON (Bacon et al., 2001) usaron arreglos de microlentes.
- Fibras ópticas:** Es el tipo de IFU más comúnmente usado. La imagen del objeto observado se forma en la superficie frontal de un haz de fibras ópticas. La flexibilidad de las fibras permite que el campo de visión circular, rectangular

e incluso hexagonal pueda ser reorganizado en una pseudo-rendija donde la luz es dirigida al espectrógrafo y de ahí al detector. Ejemplos de instrumentos usando IFUs con fibras ópticas son SAMI (Croom et al., 2012) montado en el telescopio Anglo-Australiano, el *Potsdam Multi-Aperture Spectrophotometer* (PMAS, Roth et al., 2005; Kelz et al., 2006) montado en el telescopio de 3.5m de Calar Alto y el instrumento desarrollado para MaNGA (Bundy et al., 2015).

- **Rebanador de imagen:** La imagen del objeto en el plano focal del telescopio se forma en un espejo que es segmentado en delgadas rebanadas. Un segundo espejo segmentado está dispuesto para reordenar las rebanadas de manera que en lugar de estar una por arriba de la otra se encuentran una seguida de la otra para formar la pseudo-rendija (ver panel inferior de la Figura 2.1). Este tipo de IFU tiene la ventaja de ser fácil de enfriar a temperaturas criogénicas, pudiendo así extenderse a longitudes de onda del infrarrojo cercano donde la emisión de fondo térmico se hace prominente. También ofrece un uso extremadamente eficiente del espacio del detector con un factor de llenado casi perfecto. Sin embargo, una desventaja es que la fabricación de la óptica es costosa y pueden ser instrumentos sustancialmente más grandes que los que emplean los métodos de lentes o fibras, lo que crea dificultades adicionales para el diseño de los instrumentos. Ejemplo de instrumentos con rebanador de imagen son el *Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared* (SINFONI, Eisenhauer et al., 2003) originalmente montado en el *Very Large Telescope* (VLT), y *Multi Unit Spectroscopic Explorer* (MUSE, Bacon et al., 2010) la segunda generación de instrumentos instalados en el VLT.

Para cada objeto observado con IFS tenemos un espectro (dentro de cierto rango en longitud de onda) punto a punto sobre el objeto. Esto se traduce a una gran cantidad de imágenes, cada una a diferentes longitudes de onda. En general todas ellas pueden formar un cubo de datos con la información espacial en los ejes (x,y), mientras que en el tercer eje tenemos la información espectral (ver Figura 2.1).

2.2. Muestreos de galaxias con Espectroscopía de Campo Integral.

Como se indicó anteriormente, la espectroscopía de campo integral ha tenido un gran avance en los últimos años. Se han instalado IFUs en los instrumentos de los principales y los más grandes telescopios alrededor del mundo. El primer intento de realizar un muestreo de galaxias con IFS llega con el proyecto SAURON (de Zeeuw et al., 2002) optimizado para estudiar una muestra representativa de 72 galaxias elípticas, lenticulares y bulbos de galaxias espirales tempranas tipo Sa. Como continuación del proyecto SAURON, Atlas3D (Cappellari et al., 2011) fue el primer muestreo real con IFS al observar una muestra de 260 galaxias de tipo temprano en el universo local. Los objetivos centrales de SAURON y Atlas3D fueron medir la forma intrínseca de las galaxias, sus distribuciones de velocidad y metalicidad, comprender la relación entre su cinemática estelar y gaseosa y las poblaciones estelares. Algunos de los resultados más importantes de estos dos muestreos fueron: (i) mostrar dos morfologías distintas de los campos de velocidad de rotación estelar, correspondiendo a los rotadores rápidos y lentos (Emsellem et al., 2004; McDermid

et al., 2006; Krajnović et al., 2008), (ii) clasificar cinemáticamente las galaxias mediante el parámetro de spin, λ_R , (Emsellem et al., 2007; Cappellari et al., 2007), (iii) mostrar que los discos en los rotadores rápidos tiene mayor metalicidad (Kuntschner et al., 2006), (iv) definir un estimador empírico de la masa dinámica y la fracción de materia oscura en las regiones internas de las galaxias (Cappellari et al., 2006), y (v) determinar las propiedades del gas ionizado y sus mecanismos de ionización en este tipo de galaxias (Sarzi et al., 2006, 2010).

Aunque SAURON y Atlas3D se enfocaron en estudiar principalmente galaxias de tipo temprano, posteriormente surgieron muestreos con IFS para observar galaxias espirales, tales como: (i) *Disk Mass-Survey* (DMS, Bershady et al., 2010) ideado para responder a la siguiente pregunta científica: ¿Cuanta masa (luminosa y oscura) hay en los discos de las galaxias espirales? Para responder esta pregunta observaron una muestra de 146 galaxias espirales vistas casi de cara (*face-on*), para las que se obtuvieron campos de velocidad del gas ionizado $H\alpha$; y una muestra de 46 galaxias para las que se obtuvieron velocidades estelares y dispersiones de velocidad, (ii) *PPAK IFS Nearby Galaxies Survey* (PINGS, Rosales-Ortega et al., 2010) diseñado para obtener una visión más profunda de los mecanismos que rigen la evolución química en una muestra de 17 galaxias espirales cercanas, (iii) el proyecto *VIRUS-P Exploration of Nearby Galaxies* (VENGA, Blanc et al., 2010) un muestreo que observó 30 galaxias espirales con IFS para realizar estudios sobre formación de estrellas, ensamblaje de estructuras, poblaciones estelares, gas, dinámica estelar, evolución química, etc., con el objetivo de dar respuestas a muchas preguntas importantes sobre la formación y evolución de las galaxias, y (iv) el muestreo piloto de CALIFA (Mármol-Queraltó et al., 2011) para estudiar las propiedades de las poblaciones estelares y del gas ionizado de una muestra de 48 galaxias. Poco tardaron en llegar los muestreos de grandes muestras de galaxias de todos los tipos morfológicos. El primero en llegar fue CALIFA (Sánchez et al., 2012), posteriormente SAMI (Croom et al., 2012) y MaNGA (Bundy & MaNGA Team, 2016). En esta Tesis doctoral usamos datos de galaxias obtenidos por CALIFA y MaNGA, obtenidos usando la técnica de IFS con haces de fibras ópticas. En las próximas secciones describimos con detalle estos dos muestreos y señalamos sus diferencias y similitudes.

2.2.1. CALIFA.

Inicialmente el muestreo CALIFA (Sánchez et al., 2012) fue ideado para observar una muestra de 667 galaxias cercanas usando el instrumento de campo integral PMAS/PPAK (Roth et al., 2005; Kelz et al., 2006) montado en el telescopio de 3.5m en el observatorio de Calar Alto al sur de España (el mismo utilizado en el DMS y PINGS). De las 667 galaxias observadas, basados en el índice de concentración, c^1 , medido en imágenes del SDSS, 1/3 de las galaxias son de tipo temprano y 2/3 de la muestra son sistemas de tipo tardío. La muestra está dominada por galaxias de campo, pero también incluye galaxias en grupos, en cúmulos de baja densidad incluso en ambientes densos. La muestra de CALIFA fue seleccionada del catálogo fotométrico del DR7 (*Data Release 7*) del SDSS (Abazajian et al., 2009). El criterio de selección fue definido por diámetro isofotal angular, D_{25} , donde D_{25} es el eje mayor

¹El índice de concentración esta definido como la razón entre el radio de petrosian con el 50 % de la luz y el radio con el 90 %, $c = r_{50}/r_{90}$.

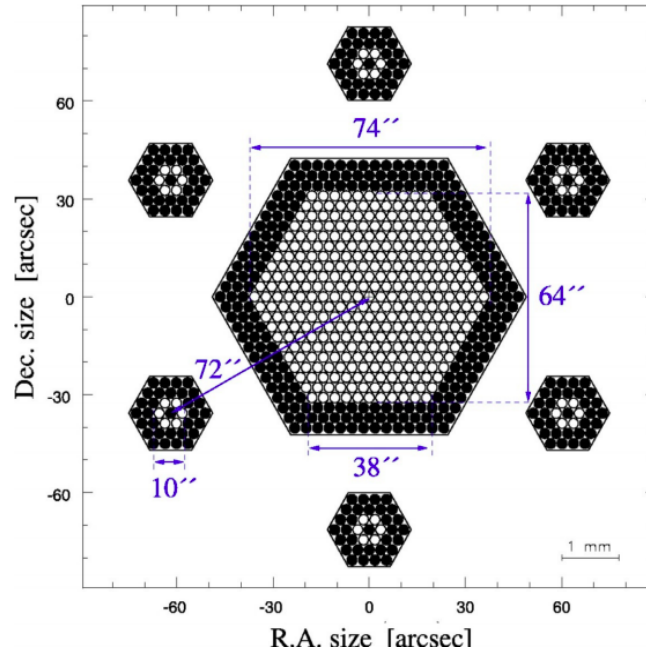


FIGURA 2.2: Configuración y dimensiones del haz de fibras PPaK. El hexágono central está formado por las 331 fibras de 2.7'' de diámetro cada una para observar los objetos, mientras que los seis haces a su alrededor son para mapear el fondo del cielo. Nótese que solo los círculos blancos son fibras activas. Figura extraída de [Kelz et al. \(2006\)](#).

de la isofota a 25 mag/arcsec² en la banda r del SDSS. Las galaxias se seleccionaron de tal manera que D_{25} se encuentre dentro del rango $45'' < D_{25} < 80''$. La muestra comprende galaxias en el universo local ($0.005 < z < 0.03$) con masas estelares dentro del rango de $10^{8.5} < M_{\star} < 10^{11.5} M_{\odot}$ (para más detalles de la selección de la muestra dirigirse a [Walcher et al. \(2014\)](#)). Posteriormente la muestra se extendió para incluir varios tipos de galaxias que son poco frecuentes en la población total, por ejemplo, se incluyó una compilación de 232 galaxias con supernovas recientes (PISCO por las siglas en inglés de *PMAS/PPak Integral-field Supernova hosts COmpilation*, [Galbany et al., 2018](#)). De esta manera, la muestra extendida (eCALIFA) comprende ~ 900 galaxias incluyendo las 667 de la muestra original (p. ej. [Espinosa-Ponce et al., 2020](#); [Lacerda et al., 2020](#)). Para más detalles de eCALIFA dirigirse a [Sánchez et al. \(2016a\)](#)

Las galaxias fueron observadas usando el haz de fibras ópticas de PMAS/PPaK ([Kelz et al., 2006](#)), diseñado y construido en el Instituto Leibniz de Astrofísica de Potsdam para el desarrollo del proyecto DMS. El haz de fibras PPaK tiene el propósito de proveer un amplio campo de visión con un gran poder de recolección de luz para cada spaxel. Cuenta con 382 fibras de 2.7'' de diámetro cada una, distribuidas en tres diferentes grupos para diferentes propósitos: (i) 331 fibras ordenadas en un arreglo hexagonal para observar la galaxia, (ii) 36 fibras distribuidas alrededor del arreglo hexagonal a un radio de 72'' en 6 haces de 6 fibras cada uno para muestrear el fondo del cielo, y (iii) las 15 fibras restantes se incluyeron con el fin de realizar calibraciones simultáneas a las observaciones. El diseño final cubre un campo de visión hexagonal de 74'' \times 64'' (ver Figura 2.2), suficiente para muestrear la extensión óptica completa de la mayoría de las galaxias de la muestra de CALIFA hasta 2 o

incluso 3 radios efectivos. Dentro del arreglo hexagonal existen huecos entre fibras debido a su forma circular. Estos huecos producen una pérdida de información del objeto observado. Para lograr una cobertura del 100 % se adoptó un patrón llamado en inglés como *dithering*, que consiste en hacer tres apuntados a distancias menores que la separación entre fibras, cubriendo los huecos entre ellas (Sánchez et al., 2007, 2012).

La observación de las galaxias de CALIFA se realizó usando dos diferentes configuraciones complementarias entre sí: (i) la configuración de baja resolución, V500, la cual tiene una resolución nominal de $\lambda/\Delta\lambda \sim 850$ a $\sim 5000 \text{ \AA}$ que corresponde a una anchura a media altura (FWHM por las siglas en inglés de *Full Width at Half Maximum*) de $\sim 6 \text{ \AA}$ o en dispersión de velocidades $\sigma_{inst} \sim 150 \text{ km/s}$. V500 cubre el rango espectral que va desde 3750 \AA a 7500 \AA . Tiene como objetivo principal estudiar las poblaciones estelares y las propiedades del gas ionizado utilizando la forma del continuo y líneas tanto en absorción como en emisión en un rango espectral lo más amplio posible, y (ii) la configuración de mediana resolución, V1200, con una resolución nominal de $\lambda/\Delta\lambda \sim 1650$ a $\sim 4500 \text{ \AA}$ que corresponde a una FWHM de $\sim 2.7 \text{ \AA}$ o en dispersión de velocidades $\sigma_{inst} \sim 70 \text{ km/s}$. V1200 cubre un rango espectral que se extiende desde 3700 \AA a 4800 \AA . El propósito de la configuración V1200 es medir con precisión la cinemática tanto de la componente estelar como de gas.

La reducción de los datos se realizó por una serie de códigos semiautomáticos que han ido evolucionando con el paso del tiempo. La versión final y actualmente usada, la V2.2, esta escrita totalmente en Python. El producto final después de la reducción de los datos es un cubo de datos 3D con *spaxels* de $1''$ de tamaño y una resolución espacial de $FWHM \sim 2.5''$ (que corresponde a una resolución física en promedio de 0.8 kpc al corrimiento al rojo de la muestra). Para más detalles consultar Sánchez et al. (2016b). El análisis de los cubos de datos será descrito a detalle en el próximo capítulo.

Algunos de los objetivos científicos del proyecto CALIFA, más ampliamente relacionados con esta Tesis doctoral son los siguientes:

- Modelar las poblaciones estelares. Para esto se realiza síntesis espectral a lo largo de todo el rango de longitud de onda observado, modelando tanto la forma del continuo como las líneas en absorción (p. ej. Cid Fernandes et al., 2013a; González Delgado et al., 2014; Catalán-Torrecilla et al., 2015; González Delgado et al., 2016; Sánchez et al., 2016b; Falcón-Barroso et al., 2017).
- Medir las propiedades cinemáticas de la componente estelar (Falcón-Barroso et al., 2017) y del gas ionizado (García-Lorenzo et al., 2015) en las galaxias. Los espectros de CALIFA contienen una gran riqueza de información cinemática que nos permite realizar diferentes estudios, por ejemplo: (i) detectar subestructuras cinemáticas como núcleos cinemáticamente desacoplados, componentes contra-rotantes, barras, etc., produciendo movimientos no-ordenados (p. ej. Holmes et al., 2015), (ii) estudiar las propiedades cinemáticas en galaxias en interacción (Barrera-Ballesteros et al., 2015a), (iii) estudiar los sistemas rotadores lentos y rotadores rápidos (p. ej., Emsellem et al., 2007; Falcón-Barroso

et al., 2017; Graham et al., 2018; Falcón-Barroso et al., 2019), y (iv) estudiar relaciones de escala cinemáticas como la relación Tully-Fisher (Tully & Fisher, 1977) para galaxias espirales, la relación Faber-Jackson (Faber & Jackson, 1976) y el Plano Fundamental (Djorgovski & Davis, 1987; Dressler et al., 1987) para galaxias elípticas y relaciones como la $M_* - S_{0,5}$ (p. ej. Cortese et al., 2014) y el Plano Fundamental general (Zaritsky et al., 2008) para galaxias tanto espirales como elípticas. Esto es, el objetivo principal de esta Tesis.

- Distribución de masa en galaxias. Los mapas bidimensionales de la cinemática se usan como restricción a los modelos dinámicos que nos permiten estudiar el perfil de velocidad circular, la distribución de materia total (barionica y oscura) así como la distribución orbital en galaxias. (p. ej. Zhu et al., 2018a)

2.2.2. MaNGA.

MaNGA (Bundy & MaNGA Team, 2016) es uno de los tres proyectos que conforman la cuarta generación de proyectos espectroscópicos del SDSS (SDSS-IV, Blanton et al., 2017) junto con APOGEE-2 (por las siglas en inglés de *The Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment 2*) que tiene como objetivo mejorar nuestra comprensión de la historia de la Vía Láctea y eBOSS (por las siglas en inglés de *extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey*, Dawson et al., 2016) que tiene como objetivo entender la materia oscura, la energía oscura, las propiedades de los neutrinos y la inflación en el universo.

En Julio del 2014, MaNGA comenzó a observar galaxias con la técnica de IFS con la cobertura en longitud de onda más amplia en comparación con otros muestreos. El objetivo es mejorar nuestro entendimiento sobre la historia evolutiva y que procesos regulan la formación estelar en las galaxias. Después de 6 años de observación, el final de las observaciones del proyecto SDSS-IV MaNGA se logró en Agosto del 2020, tras alcanzar una muestra con significancia estadística sin precedentes de $\sim 10,000$ galaxias cercanas.

Las observaciones se realizaron en el telescopio de 2.5m de la fundación Sloan del Observatorio Apache Point (APO, Gunn et al., 2006) localizado en Nuevo México (Estados Unidos). Se utilizaron los espectrógrafos del muestreo espectroscópico de oscilaciones bariónicas (BOSS, Smeed et al., 2013). Los dos espectrógrafos, cada uno con dos canales espectrales, tienen una resolución espectral que varía con la longitud de onda desde $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 1400$ a 3600 \AA a $R \sim 2000$ a 6000 \AA en la parte azul del espectro y desde $R \sim 1800$ a 6000 \AA a $R \sim 2200$ a $10,300 \text{ \AA}$ en la roja, ambos cubriendo un amplio rango espectral que va desde los $3,600 \text{ \AA}$ a los $10,300 \text{ \AA}$. Un haz de fibras hexagonal transfiere la luz de la superficie focal del telescopio a los espectrógrafos. El instrumento MaNGA tiene 1423 fibras (709 sobre el espectrógrafo 1 y 714 en el espectrógrafo 2) cada una con un diámetro de $2''$ sobre el cielo. Las fibras están distribuidas de la siguiente manera: 17 haces de fibras se utilizan normalmente para observar galaxias y tienen una gama de tamaños que cuentan con entre 19 y 127 fibras (ver Figura 2.3): 2 haces de 19 fibras, 4 de 37 fibras, 4 de 61 fibras, 2 de 91 y 5 de 127 fibras, en total 1247. Doce mini-haces de 7 fibras cada uno se usan para observar estrellas estándar para propósitos de calibración espectrofotométrica (84 fibras en total). Cada haz y mini-haz de fibras tiene asociadas fibras individuales

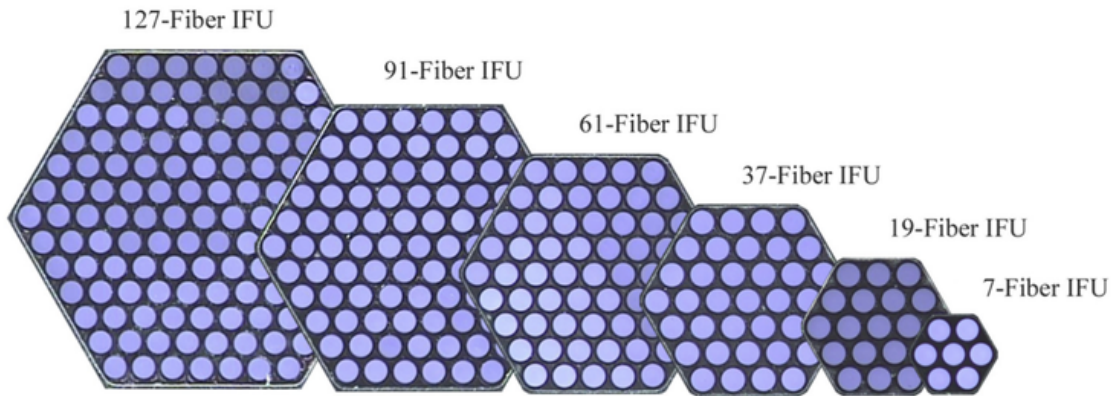


FIGURA 2.3: Haces de fibras de MaNGA. De izquierda a derecha vemos el haz mas grande (127 fibras) al mas pequeño (7 fibras usado para propósitos de calibración). Figura extraída de [Drory et al. \(2015\)](#).

para la sustracción del cielo; los mini-haces tienen una cada uno, los haces de 19 y 37 fibras tienen 2, los haces de 61 fibras tienen 4, los haces de 91 fibras tienen 6 y los haces de 127 fibras tienen 8 para un total de 92 fibras individuales. Detalles de la estrategia de observación, la ejecución del muestreo y calibración espectrofotométrica pueden ser consultados en [Law et al. \(2015\)](#) y [Yan et al. \(2016a,b\)](#).

La muestra de galaxias de MaNGA fue seleccionada dentro de un intervalo en corrimiento al rojo de entre $0.01 < z < 0.15$ del *NASA-Sloan-Atlas* (NSA, [Blanton et al., 2011](#)), el cual es un catálogo de parámetros físicos observacionales de $\sim 640,000$ galaxias derivados de la muestra principal del SDSS ([Strauss et al., 2002](#)). El catálogo del NSA incluye datos del *Galaxy Evolution Explorer* (GALEX, [Martin et al., 2005a](#)) para la parte ultravioleta del espectro y del *Two Micron All-Sky Survey* (2MASS, [Skrutskie et al., 2006](#)) para la parte infra-roja. La muestra de MaNGA fue seleccionada de tal manera que cumpla con varios requerimientos (i) tamaño estadísticamente significativo. Se seleccionó una muestra de 10,000 galaxias con el fin de contar con un número lo suficientemente alto como para subdividir la misma en 6^3 grupos de al menos 50 galaxias cubriendo tres parámetros principales de las galaxias: masas, tasa de formación estelar y ambiente, (ii) distribución de masa estelar aproximadamente plana por encima de una masa límite de $M_* > 10^{8.5} M_\odot$. Este requerimiento asegura que los estudios de correlaciones que dependen de la masa estelar puedan utilizar un número adecuado de galaxias masivas en comparación con galaxias de baja masa, y (iii) cobertura espacial radial uniforme en unidades del radio efectivo, R_e . La muestra final no cumple completamente con todos los requerimientos iniciales debido a las limitaciones inherentes al proceso de observación a lo largo de un período tan grande de tiempo.

La muestra final de MaNGA incluye tres submuestras:

- Muestra primaria: Comprende $\sim 50\%$ de la muestra total. Fue diseñada para observar las galaxias con una cobertura espacial de hasta $1.5 R_e$ y tener una distribución plana en magnitud absoluta en la banda i . Sin embargo, este criterio de selección tiene la desventaja que permite un gran número de galaxias azules de baja masa ($10^8 - 10^9 M_\odot$) en la muestra. Por lo tanto, para remover

esas galaxias se eligió una magnitud absoluta limite dependiente del color de la siguiente manera:

$$g - r > 0,4(M_i - 5 \log h) + 7,4, \quad (2.1)$$

donde $g - r$ es el color con la corrección K a un corrimiento al rojo de $z \sim 0$ (este factor corrige por el efecto de que a diferentes distancias cosmológicas una banda observacional corresponde a diferentes bandas en el reposo, debido al corrimiento al rojo de las longitudes de onda.)

Esta muestra se seleccionó de tal manera que el 80 % fuera observado con el haz de 127 fibras (el de más tamaño, ver Figura 2.3).

- Muestra secundaria. Comprende al $\sim 33\%$ de la muestra total, de igual forma diseñada para tener una distribución plana en magnitud absoluta en la banda i dependiente del color pero con una cobertura espacial de hasta $2.5 R_e$, usando el corte:

$$g - r > 0,28(M_i - 5 \log h) + 5,6. \quad (2.2)$$

- Muestra de “color mejorado”. Está diseñada para incluir galaxias que han sido pobremente muestreadas dentro del diagrama color magnitud (NUV - i frente M_i) debido a su déficit en la distribución de galaxias en el universo local. Incluye galaxias azules de alta masa y galaxias rojas de baja masa. Representa el $\sim 17\%$ de la muestra principal.

Además, cerca del 5 % de las galaxias de la muestra de MaNGA corresponde a proyectos auxiliares enfocados a explorar objetivos científicos específicos adicionales, tales como: (i) galaxias que albergan núcleos activos (AGN por las siglas en inglés de *Active Galactic Nucleus*) luminosos para estudiar la influencia de los mismos en un amplio rango de propiedades de las galaxias, (ii) galaxias con alta formación estelar vistas de canto para estudiar la morfología y estado de ionización del material expulsado por los discos galácticos en flujos de gas a gran escala, (iii) galaxias en pares y en fusión para mejorar nuestro entendimiento de los procesos físicos que ocurren durante las fusiones de galaxias, (iv) galaxias masivas cercanas para explorar sus regiones centrales y estudiar núcleos cinemáticamente desacoplados, incluso realizar estimaciones de la masa de los agujeros negros centrales, (v) galaxias enanas de baja masa estelar con $M_\star < 10^9 M_\odot$ para estudiar su estructura interna, cinemática y composición tanto en la componente estelar como del gas ionizado con el objetivo de implementar pruebas al paradigma cosmológico actual, (vi) galaxias elípticas con chorros en radio (*radio jets*) para buscar evidencia de la supresión de la formación estelar que coincide espacialmente con el chorro, entre otros. Detalles del diseño de la muestra se pueden consultar en [Wake et al. \(2017\)](#).

Los espectros observados de cada uno de los cuatro canales de los dos espectrógrafos se extraen, se calibran en longitud de onda, se procesan mediante sustracción del cielo, calibración espectrofotométrica, astrometría y se reconstruye el cubo de datos tridimensional para cada galaxia utilizando un conjunto de algoritmos llamado DRP (por las siglas en inglés de *Data Reduction Pipeline*, [Law et al., 2016](#)), siguiendo

los pasos descritos para la reducción de este tipo de datos en [Sánchez et al. \(2016b\)](#). El cubo de datos final presenta *spaxels* de $0.5''$ de tamaño y una resolución espacial de $\sim 2.5''$ (que corresponde a entre 1-3 kpc al corrimiento al rojo de la muestra).

El proyecto MaNGA está motivado científicamente por el hecho de que dentro del escenario cosmológico Λ CDM para la formación de galaxias, los halos de materia oscura crecen jerárquicamente con estructuras cada vez más masivas con el tiempo (p. ej. [Baugh, 2006](#)). Las galaxias que observamos hoy en día y por lo tanto sus poblaciones estelares se formaron como resultado de varios procesos complejos que sufren los bariones que residen en los halos de materia oscura (resumidos en la Sección 1.1). Las observaciones de los últimos años han encontrado que a un corrimiento al rojo de $z \sim 1 - 3$ se alcanzó el punto máximo de la tasa de formación estelar cósmica (p. ej. [Madau & Dickinson, 2014](#)). En etapas posteriores la tasa de formación estelar cósmica cae gradualmente (p. ej. [Heavens et al., 2004](#); [Speagle et al., 2014](#); [Sánchez et al., 2019](#)). Sin embargo, en el universo local y al menos hasta $z \sim 1$ las galaxias presentan una clara bimodalidad en cuanto a tipos morfológicos y su tasa de formación estelar (p. ej. [Schawinski et al., 2014](#)). El proyecto MaNGA está enfocado en estudiar los mecanismos que impulsan esta evolución y dar respuesta a las siguientes preguntas científicas:

- ¿Cuáles son los procesos físicos que dan forma al ensamblaje de las galaxias, regulan el crecimiento a través de la formación estelar, la fusión y el apagado, y afectan a la abundancia química tanto de las estrellas como del gas?
- ¿Cómo están creciendo los discos de las galaxias en la actualidad, y cuál es la fuente del gas que mantiene este crecimiento?
- ¿Cuáles es el papel de la acreción estelar, las fusiones de galaxias y los procesos de evolución secular que contribuyen al crecimiento actual de los bulbos y galaxias elípticas?
- ¿Cómo se regula el apagado de la formación estelar mediante procesos internos dentro de las galaxias y procesos externos que pueden depender del ambiente?
- ¿Cómo se distribuyen la masa y el momento angular entre las diferentes componentes, y cómo su ensamblaje ha afectado a estos componentes a través del tiempo?

La espectroscopía espacialmente resuelta de las galaxias observadas por el muestreo MaNGA es crucial para abordar estas preguntas.

2.3. Diferencias y similitudes entre CALIFA y MaNGA.

En esta Tesis doctoral usamos los datos de las 667 galaxias observadas por la configuración V500 de CALIFA y la cinemática estelar de las 300 galaxias de la configuración V1200 analizadas por [Falcón-Barroso et al. \(2017\)](#). También usamos los datos de las 4676 galaxias de la distribución privada de datos de MaNGA número 7 (MPL-7, por las siglas en inglés de *MaNGA Product Launch 7*) públicamente disponibles desde Junio del 2018. En la Tabla 2.1 hacemos una comparación de las principales propiedades de CALIFA y MaNGA. Podemos apreciar que CALIFA ofrece una mejor

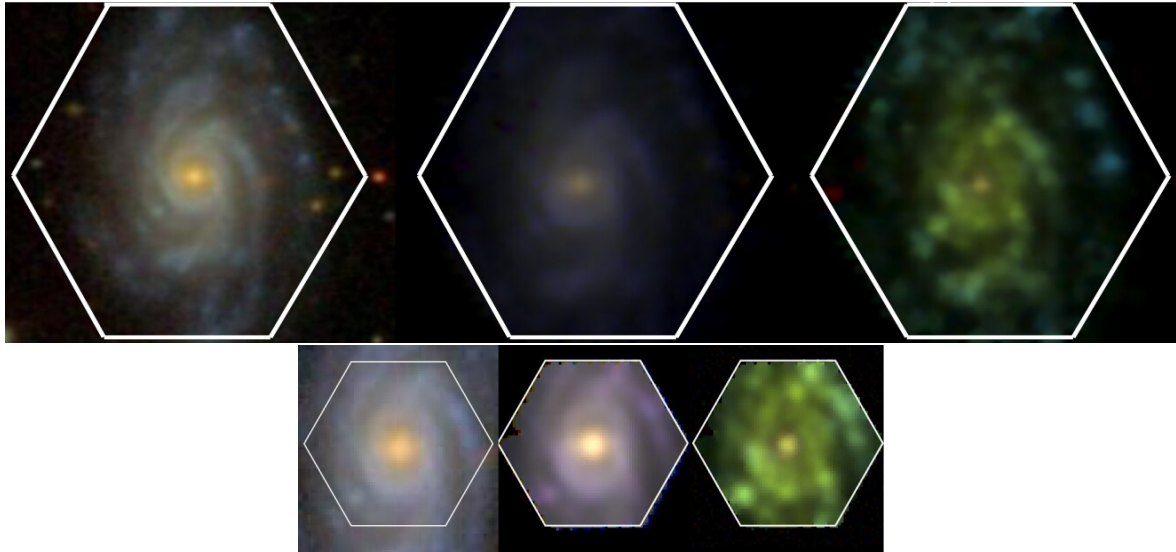


FIGURA 2.4: Campo de visión del muestreo CALIFA (paneles superiores) y el haz de fibras más grande de MaNGA, i.e., 127 fibras (paneles inferiores) de la galaxia NGC5056 (manga-8322-12704). De izquierda a derecha (en paneles superiores e inferiores) vemos: *izquierda*: imagen *rgb* del SDSS, *medio*: imagen reconstruida de los cubos de datos, y *derecha*: imagen construida con una combinación de líneas de emisión con los flujos de nitrógeno ($[\text{N II}]\lambda 6584$) en rojo, $H\alpha$ en verde y oxígeno ($[\text{O III}]\lambda 5007$) en azul.

resolución y cobertura espacial que MaNGA, por lo que para estudios de las propiedades espacialmente resueltas de las galaxias CALIFA tiene mejores datos (ver Figura 2.4). Sin embargo, aunque el intervalo de masas estelares, M_* , de las galaxias es similar entre ambos muestreos, MaNGA ofrece mayor estadística con un muestreo de galaxias mayor en un intervalo de corrimiento al rojo más amplio (ver Figura 2.5). MaNGA también ofrece un intervalo de longitud de onda más amplio con mejor resolución espectral (ver Figura 2.6). En general, ambos muestreos de galaxias son bastante complementarios, compensando de alguna manera las limitaciones y fortalezas de cada uno.

TABLA 2.1: Principales características de los muestreos CALIFA y MaNGA.

Parámetro	CALIFA	MaNGA
Tamaño total de la muestra	~ 900	10,000
Criterio de selección de la muestra	Diámetro isofotal	M_*
Rango en M_*	$10^{8.5} < M_* < 10^{11.5}$	$M_* \geq 10^{8.5}$
Rango en <i>redshift</i>	0.005-0.03	0.01-0.15
<i>Redshift</i> promedio	0.015	0.03
Cobertura espacial	$2.5 > R_e$	$1.5R_e$ (2/3), $2.5 R_e$ (1/3)
Rango en longitud de onda (Å)	3700-7500	3600-10300
Resolución espectral (σ)	85/150 km/s (V1200/V500)	75 km/s
Resolución espacial (FWHM)	2.5''	2.5''
Resolución espacial física (kpc)	0.8	1-3
Tamaño del telescopio	3.5m	2.5m

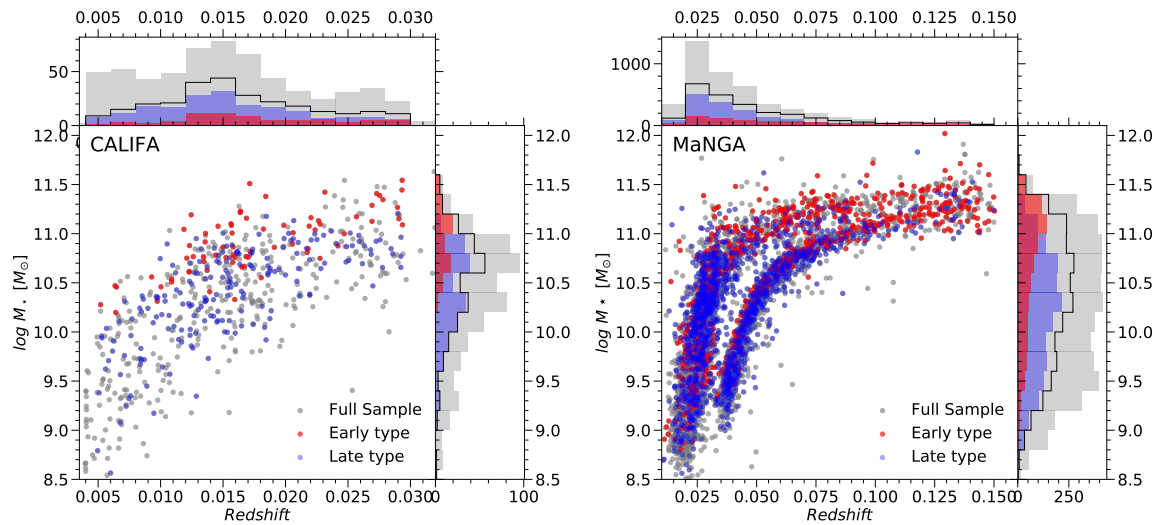


FIGURA 2.5: Límites de selección de las muestras. *Panel izquierdo:* Muestra de CALIFA. *Panel derecho:* Muestra Primaria y Secundaria de MaNGA. Los histogramas y símbolos de color gris representan la muestra completa de 667 galaxias de CALIFA (panel izquierdo) y 4676 galaxias del MPL-7 de MaNGA (panel derecho). Los histogramas y símbolos en color rojo y azul representan a las galaxias de tipo tardío y temprano, respectivamente, usados en este estudio. El histograma en color negro representa a la muestra de elípticas+espirales.

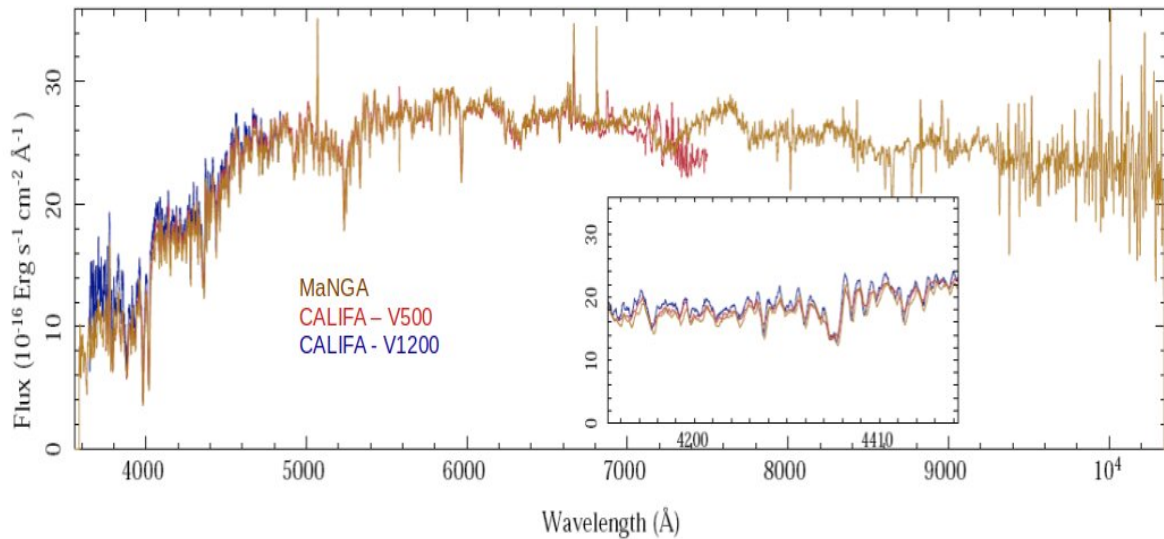


FIGURA 2.6: Espectro central de la galaxia NGC2916 para una apertura de $5''$ centrada sobre el pico de emisión de la galaxia extraído del cubo de datos observado con la configuración V500 (en rojo) y la V1200 (azul) de CALIFA, y del cubo de datos de p-MaNGA (naranja). El recuadro muestra en detalle las regiones espectrales de $H\delta$ and $H\gamma$ para remarcar las similitudes entre los tres conjuntos de datos. Figura extraída de [Sánchez et al. \(2016a\)](#).

Capítulo 3

Análisis de datos.

En este Capítulo describimos el análisis de: (i) los cubos de datos pre-procesados de CALIFA y MaNGA mediante el dataducto de análisis PIPE3D (Sánchez et al., 2016a), el cual usa el paquete de ajustes FIT3D (Sánchez et al., 2016b), desarrollado para realizar el análisis de las poblaciones estelares y el gas ionizado en los espectros de las galaxias en datos de espectroscopía de campo integral, y (ii) la cinemática estelar y del gas ionizado integrada a un radio efectivo, y espacialmente resuelta a lo largo del campo de visión cubierto por las observaciones. El análisis espacialmente resuelto de la cinemática lo realizamos con una extensión que añadimos al código VELFIT originalmente desarrollado por Spekkens & Sellwood (2007) y Sellwood & Sánchez (2010). El análisis de la dinámica interna de las galaxias usando la técnica de superposición de órbitas de Schwarzschild (Schwarzschild, 1979) lo discutimos en el Capítulo 6.

3.1. Análisis espectral: PIPE3D.

PIPE3D es un dataducto completamente automatizado que realiza el análisis espectral de los cubos de datos. El objetivo principal de este código es distinguir y separar las propiedades de las principales componentes involucradas en los espectros, como son: (i) la luz proveniente de las poblaciones estelares que dominan el continuo y las líneas en absorción, y (ii) la emisión del gas ionizado que se manifiesta como un conjunto de líneas en emisión a cierta longitud de onda característica de cada transición. Para esto, se debe considerar que: (a) los espectros observados, y por lo tanto, las poblaciones estelares y el gas ionizado están afectadas por el oscurecimiento debido a granos de polvo que se encuentran distribuidos a lo largo de las galaxias, y (b) igualmente los espectros observados están desplazados con respecto a su emisión en el reposo a causa de la velocidad sistémica de la galaxia (debida tanto a la expansión del universo como al movimiento propio de la galaxia con respecto a la malla cósmica), y a la cinemática diferencial en cada punto de la galaxia. Debido al efecto Doppler esta suma de velocidades produce un desplazamiento de las longitudes de onda observadas, desplazando y distorsionando el espectro respecto a su forma original. A continuación enumeramos los pasos principales que sigue este código para realizar el análisis espectral.

3.1.1. Homogeneización de los datos.

Los diferentes muestreos que observan con IFS, en particular CALIFA y MaNGA, liberan los cubos de datos en archivos con formato FITS con diferentes esquemas de reconstrucción de imagen y muestreo de longitud de onda (logarítmico o lineal). Los archivos FITS incluyen varias extensiones que pueden guardar además del vector de longitud de onda y el flujo en cada punto de la galaxia, también los errores asociados al flujo, una etiqueta que indica cuales *spaxels* deben tomarse en cuenta y cuales no (máscara), la covarianza en la propagación de errores, y los encabezados, entre otros. Por lo tanto, se requiere poner todos los cubos de datos en el mismo formato. Las dos extensiones obligatorias que PIPE3D requiere son: (i) la densidad de flujo en unidades de $10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$, con un muestreo lineal de la longitud de onda, y (ii) el nivel del ruido a 1σ para cada *spaxel* y *pixel* espectral. Adicionalmente puede existir una tercera extensión indicando los *spaxels* defectuosos, mismos que son excluidos del análisis (enmascarados). De existir más extensiones en el archivo FITS, éstas son ignoradas por el código. Los datos se corrigen por la extinción debido a nuestra galaxia, la Vía Láctea, en la línea de visión del objeto en cuestión. Para este propósito se usa la información proporcionada en el encabezado de cada cubo de datos para cada galaxia¹ usando la ley de extinción de [Cardelli et al. \(1989\)](#) y un valor de $R_V = 3.1$, donde R_V es la razón entre la extinción visual total y selectiva. Este es el parámetro que se ha utilizado históricamente para parametrizar la curva de extinción en diferentes direcciones de observación. Este parámetro depende principalmente de la interacción de la radiación con la materia, estando relacionado con la composición química y la distribución de los tamaños de los granos de polvo presentes en el medio interestelar.

Como señalamos en el capítulo anterior, CALIFA observa con un campo de visión hexagonal único para todas las galaxias (ver Figura 2.2), mientras que MaNGA observa en campos de visión también hexagonales pero con diferentes tamaños (ver Figura 2.3). En algunos casos, ciertas regiones dentro de estos campos de visión deben ser enmascarados y por lo tanto excluidos del análisis, por ejemplo: (i) estrellas de campo, (ii) regiones donde el cociente de señal-a-ruido (S/N) es demasiado bajo como para realizar un análisis espectral con resultados confiables, y (iii) todas las regiones posiblemente afectadas por la contaminación (y defectos en la substracción) de las líneas de emisión del espectro del cielo nocturno.

3.1.2. Análisis del espectro central.

El siguiente paso del análisis espectral es extraer el espectro de la región central de cada cubo de datos con el objetivo principal de determinar la velocidad sistémica y la dispersión de velocidades. Para CALIFA se extrae el espectro integrado dentro de una apertura de 5" de diámetro, mientras que para MaNGA la apertura es de 2.5", ambos centrados en el pico de intensidad de una imagen de banda ancha de la galaxia en cuestión. Para el caso de la configuración V500 de CALIFA y para MaNGA se usa una imagen sintetizada en la banda V, mientras que para la configuración V1200 de CALIFA se usa en la banda B.

¹En caso de no contar con esta información en el encabezado, se busca la extinción en los mapas disponibles a partir de las coordenadas de la fuente en cuestión.

PIPE3D modela el continuo estelar del espectro integrado de la región central con una combinación lineal de poblaciones estelares simples sintéticas (SSPs por las siglas en inglés de *Single Stellar Populations*), es decir, con aquellas poblaciones estelares que resultan de un brote instantáneo de formación estelar a partir de un gas bien mezclado de metalicidad dada (p. ej. Bruzual & Charlot, 2003). Las líneas en emisión son modeladas simultáneamente con una simple función Gaussiana cada una, adoptando un enfoque de Monte Carlo. El análisis de la población estelar subyacente, sin tomar en cuenta las líneas en emisión, comprende un problema lineal y uno no-lineal. El problema no-lineal incluye los parámetros que definen las propiedades cinemáticas del espectro, como la velocidad sistémica y la dispersión de velocidades, así como el obscurecimiento por el polvo intrínseco en este espectro. El problema lineal involucra la descomposición de las poblaciones estelares subyacentes en sus componentes. A partir de éste se derivan las propiedades de las poblaciones estelares, tales como la edad pesada por luminosidad, la metalicidad, la edad pesada por masa, la razón masa-luminosidad promedio (M/L), historia de formación estelar, etc.

Para derivar los parámetros cinemáticos se asume que en el espectro dado de la región de una galaxia todas las poblaciones estelares se mueven a una misma velocidad con una dispersión de velocidades siguiendo una función Gaussiana. Es bien sabido que la distribución de velocidades de las poblaciones estelares se desvían de un función puramente Gaussiana (p.ej. Rix & White, 1992). Sin embargo, realizar un estudio espectral detallado y obtener información cinemática más allá de la obtenida solo con funciones Gaussianas, por ejemplo, los momentos de alto orden Gauss-Hermite H3 y H4 (p.ej. Naab et al., 2014), requiere de datos con más alta resolución espectral. En este estudio nos limitaremos a un análisis solamente con funciones Gaussianas.

Para el problema no-lineal, que tiene el objetivo de estimar la velocidad sistémica, la dispersión de velocidades y el obscurecimiento por el polvo, el espectro central se ajusta inicialmente con una biblioteca estelar simple que incluye unas pocas poblaciones estelares extremas, por ejemplo: (i) una población joven con edad de ≈ 90 Myr y baja en metales ($Z/Z_{\odot} = 0.2$), (ii) una población intermedia con edad de 1 Gyr ($Z/Z_{\odot} = 1$), y (iii) una población vieja con edad de ≈ 14.2 Gyr y metálica ($Z/Z_{\odot} = 1.5$). Si existen estimaciones en la literatura de los parámetros no-lineales (velocidad sistémica, dispersión de velocidades y atenuación por el polvo) se pueden usar para restringir el intervalo a explorar del espacio de parámetros. De lo contrario, el intervalo de velocidades sistémicas cubre todo el intervalo de corrimiento al rojo del muestreo que provee el cubo de datos. La dispersión de velocidades cubre el intervalo de 0 a 400 km/s y el intervalo para el obscurecimiento por el polvo para las poblaciones estelares en la banda V , A_V , va de 0 a 1.6 magnitudes.

El proceso para ajustar los parámetros cinemáticos es como sigue: (i) la dispersión de velocidades se mantiene con un valor fijo igual al valor encontrado en la literatura o a un valor aleatorio dentro del intervalo establecido, mientras que la velocidad sistémica se va cambiando de manera ascendente del valor mínimo al máximo dentro del intervalo definido para el espacio de parámetros con un paso semialeatorio, (ii) para cada velocidad sistémica se deriva una mejor combinación de SSPs que reproduce el continuo, basados en el χ^2 reducido, (iii) una vez encontrado el mejor valor

para la velocidad sistémica, se fija y ahora, siguiendo un procedimiento similar, se explora el espacio de parámetros para encontrar el mejor valor para la dispersión de velocidades, (iv) encontrados los valores para la velocidad sistémica y dispersión de velocidades que mejor reproducen el espectro observado, ahora se explora el espacio de parámetros de la atenuación por polvo, (v) finalmente, siguiendo el mismo procedimiento, se deriva la mejor combinación de SSPs para cada valor de la atenuación por polvo. Después de estimar un primer valor inicial para los parámetros cinemáticos y del oscurecimiento por polvo, el procedimiento se repite en una segunda iteración restringiendo el espacio de parámetros a ± 300 km/s para la velocidad sistémica y a $\pm 50\%$ alrededor del valor estimado para la dispersión de velocidades, mientras que la atenuación por polvo se explora en el mismo intervalo.

Para el problema lineal, es decir, determinar las propiedades de las poblaciones estelares y la forma del continuo subyacente del espectro central, se mantienen fijos los valores encontrados para la cinemática y atenuación por polvo y se considera una biblioteca estelar más compleja. En esta Tesis se usó la biblioteca estelar llamada *gsd156*², descrita a detalle en [Cid Fernandes et al. \(2013b\)](#). Esta biblioteca está compuesta por 156 plantillas estelares que cubren 39 edades, desde 1 Myr hasta 13 Gyr, y 4 metalicidades, $Z/Z_{\odot} = 0.2, 0.4, 1, \text{ y } 1.5$. Las bibliotecas estelares de *gsd156* son una combinación de los espectros estelares sintéticos de GRANADA ([Martin et al., 2005b](#)) y de la biblioteca de SSPs proporcionada por el proyecto MILES ([Sánchez-Blázquez et al., 2006](#); [Vazdekis et al., 2010](#)). Esta biblioteca de SSPs usa una Función Inicial de Masa³ (IMF por las siglas en inglés de *Initial Mass Function*) de Salpeter ([Salpeter, 1955](#)).

Para el caso de las líneas en emisión, PIPE3D modela en su proceso iterativo las líneas más prominentes en el rango óptico, desde el oxígeno [OII] $\lambda 3727$ hasta el doblete de azufre [SII] $\lambda 6717$ y [SII] $\lambda 6731$. En la Figura 3.1 mostramos un ejemplo de la calidad del ajuste de las poblaciones estelares y las líneas en emisión así como los residuos del espectro central extraído del cubo de datos de la galaxia NGC 2916 de CALIFA observado con la configuración V500.

3.1.3. Teselado espacial.

Las observaciones astronómicas espacialmente resueltas frecuentemente tienen que lidiar con el problema de que dentro del campo de visión observado el cociente S/N por spaxel varía hasta en un orden de magnitud. Por ejemplo, el espectro central estudiado en la sección anterior generalmente tiene un cociente $S/N > 50$ dentro de la apertura estudiada para la mayoría de las galaxias tanto de CALIFA como de MaNGA ([Sánchez et al., 2012](#); [Bundy & MaNGA Team, 2016](#)). Mientras que en las regiones externas el cociente S/N por spaxel puede ser insuficiente como para que cualquier análisis de las poblaciones estelares pueda arrojar resultados confiables (p.ej. [Cappellari & Copin, 2003](#)). Para solucionar este problema, los datos son

²Debemos hacer notar que aunque se ha utilizado la biblioteca de SSPs *gsd156* y a una función inicial de masa de Salpeter, en realidad PIPE3D no está restringido a usar siempre las mismas, pudiendo trabajar con cualquier biblioteca estelar y función inicial de masa que el usuario seleccione de forma similar.

³La IMF es una función empírica que describe la distribución inicial de masas para una población de estrellas, mide el número de estrellas recién nacidas con masas entre M y $M + dM$.

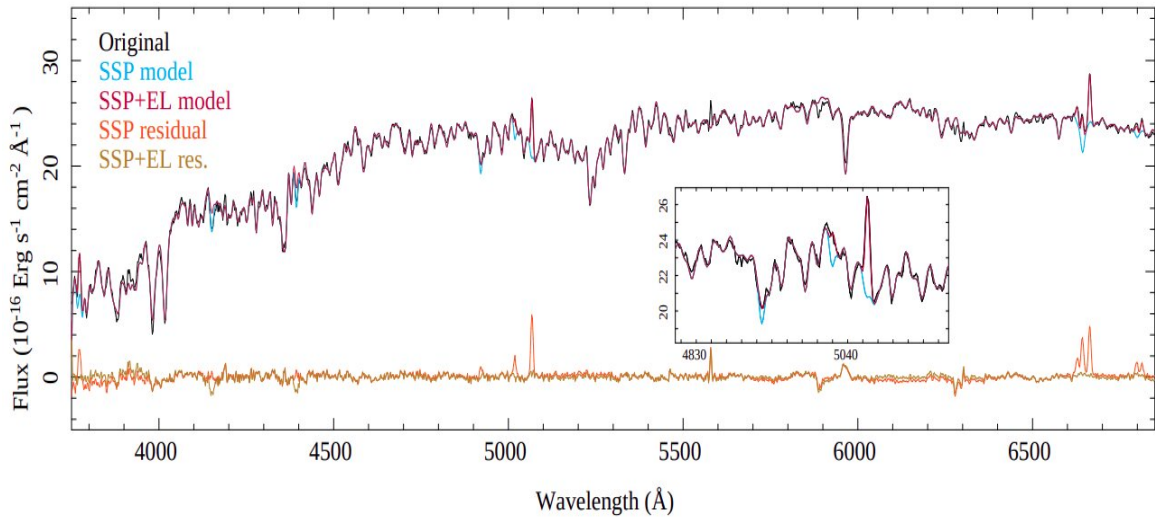


FIGURA 3.1: Ajuste de las poblaciones estelares y de las líneas de emisión del espectro central de la galaxia NGC 2916 extraído del cubo de datos de CALIFA en la configuración V500. La línea negra muestra el espectro original observado. La línea azul muestra el mejor ajuste del continuo estelar de las poblaciones estelares, mientras que el espectro en color rojo muestra el mejor ajuste de las poblaciones estelares junto con las líneas de emisión. La línea naranja muestra el espectro incluyendo únicamente las líneas de emisión, mismo que se obtiene después de restar el mejor modelo de las poblaciones estelares al espectro original. Finalmente la línea amarilla muestra el residual entre el mejor modelo de las poblaciones estelares y las líneas de emisión y el espectro original. Figura extraída de [Sánchez et al. \(2016a\)](#).

promediados localmente con el objetivo de incrementar el cociente S/N de los spaxels creando teselas (*bins* en inglés) que agregan *spaxels* adyacentes, pero pagando el precio de perder resolución espacial.

PIPE3D adopta dos criterios para guiar el proceso de teselado: (i) un umbral de $S/N = 50$ el cual corresponde al valor limite en cual las propiedades de las poblaciones estelares se recuperan con incertidumbres del orden del 10% para la resolución de nuestros datos ([Sánchez et al., 2016b](#)), y (ii) la máxima diferencia de la intensidad del flujo entre *spaxels* adyacentes. El resultado del teselado espacial de los *spaxels* que originalmente tienen tamaños de $1'' \times 1''$ para los cubos de datos de CALIFA y de $0.5'' \times 0.5''$ para los de MaNGA, son teselas de tamaño variable. Es importante mencionar que el valor mínimo de 50 para el cociente S/N no siempre es alcanzado por todas las teselas. Generalmente se encuentran teselas con menor S/N en las regiones externas del campo de visión. En la Figura 3.2 podemos ver un ejemplo del teselado espacial para la galaxia manga-7495-12704. Para las teselas más grandes y con baja S/N las propiedades espectrales de las poblaciones estelares y del gas ionizado son recuperadas aunque con menos precisión. El proceso de teselado espacial es descrito en detalle en [Ibarra-Medel et al. \(2016, 2019\)](#) y en [Sánchez et al. \(2016b,a\)](#).

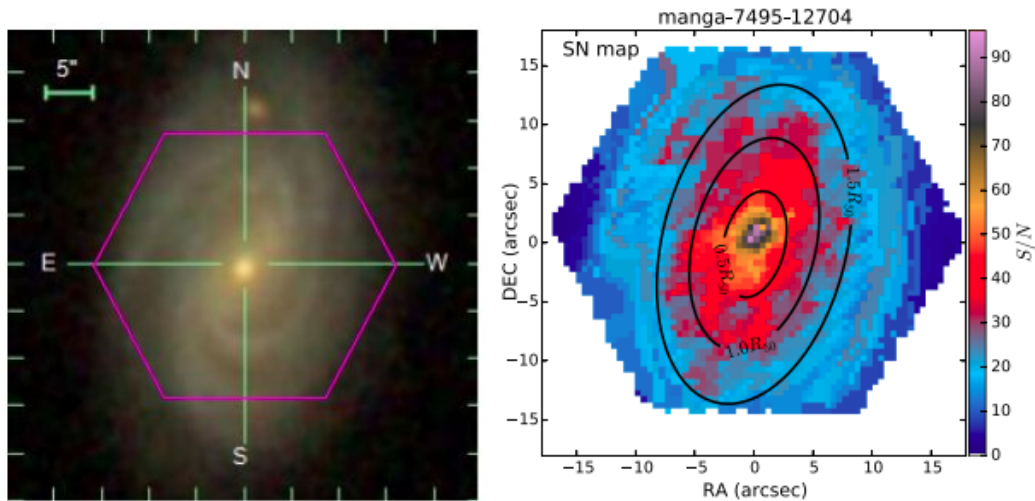


FIGURA 3.2: Teselado espacial para la galaxia manga-7495-12704. *Panel izquierdo:* imagen *rgb* del SDSS, el hexágono morado demarca el campo de visión cubierto por MaNGA para esta galaxia. *Panel derecho:* mapa de S/N. El código de colores representa el cociente S/N, mientras que las elipses concéntricas señalan aperturas de 0.5, 1 y 1.5 radios efectivos. Figuras extraídas de [Ibarra-Medel et al. \(2016\)](#).

3.1.4. Análisis espectral de las poblaciones estelares en los cubos de datos.

Una vez realizado el teselado espacial de los cubos de datos, antes de cualquier análisis, los espectros de cada *spaxel* de cada tesela espacial son promediados para dar lugar a un solo espectro por tesela, propagando así mismo el error de cada espectro.

El ajuste de las poblaciones estelares del espectro promediado de cada tesela es modelado siguiendo el mismo procedimiento que el utilizado para el análisis del espectro central descrito en la sección 3.1.2: (i) la velocidad estelar y dispersión de velocidades son derivados junto con la atenuación del polvo ajustando el continuo estelar con una biblioteca simple de SSPs, y (ii) se aplica un ajuste de múltiples SSPs usando la biblioteca *gsd156* adoptando la cinemática y la atenuación del polvo encontrada en el primer paso. El ajuste con múltiples SSPs es iterado usando un proceso Monte Carlo perturbando al espectro original dentro del intervalo de errores. Este proceso iterativo nos proporciona el valor de los coeficientes del problema lineal del ajuste de las poblaciones estelares así como sus errores. El proceso puede ser iterado hasta que cumpla un criterio de convergencia basado en el χ^2 reducido.

Los resultados del análisis permiten derivar, para cada espectro, los parámetros cinemáticos (velocidad y dispersión de velocidades), la extinción por polvo en la banda *V*, A_V , y las propiedades promedio de las poblaciones estelares, tales como la edad y la metalicidad, tanto pesadas en luz como en masa, derivados siguiendo la siguiente ecuación:

$$\log(PAR_X) = \sum_{j=1}^M c_j \log(PAR_j), \quad (3.1)$$

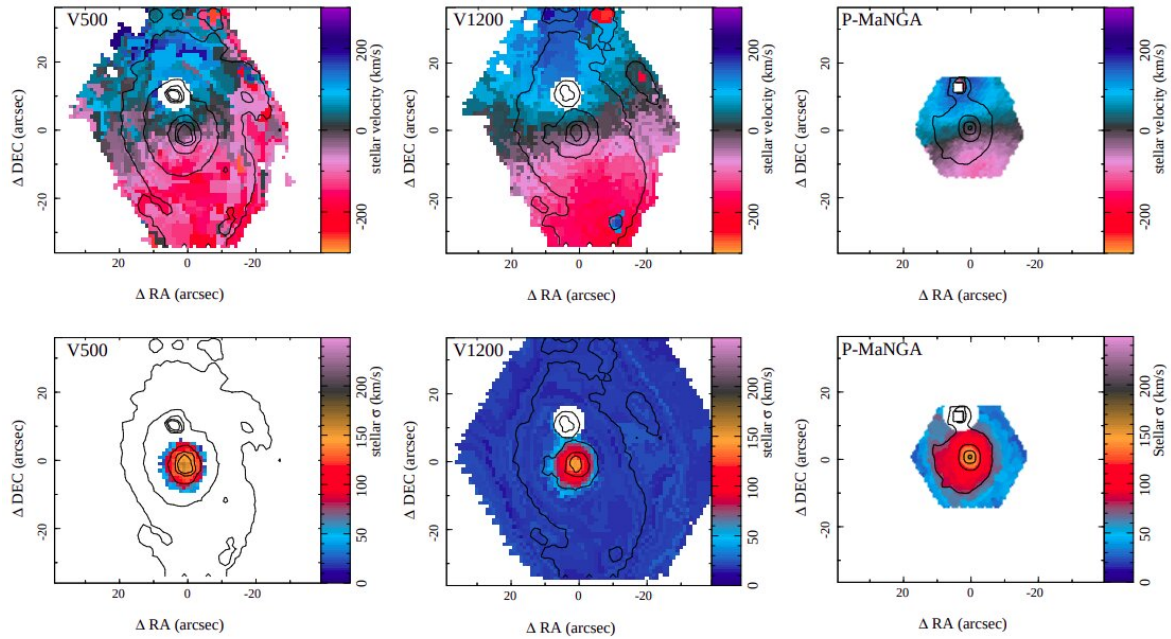


FIGURA 3.3: Cinemática estelar derivada por PIPE3D para la galaxia NGC 2916. *Paneles a la izquierda:* datos observados por la configuración V500 de CALIFA. *Paneles medios:* datos de la configuración V1200. *Paneles a la derecha:* datos observados por MaNGA. Los paneles superiores muestran la velocidad de rotación, mientras que los paneles inferiores muestran la dispersión de velocidades. Figura extraída de [Sánchez et al. \(2016a\)](#).

donde PAR_j representa la edad o metalicidad de la j -ésima plantilla de las SSPs pesado por X (luminosidad o masa), y c_j es el peso de cada población estelar incluida en la biblioteca de SSPs adoptada.

Todos los parámetros derivados para cada tesela se pueden reorganizar en mapas 2D con las propiedades de las poblaciones estelares y guardados de forma individual en formato FITS. Por ejemplo, en la Figura 3.3 mostramos los mapas 2D de la cinemática estelar de la galaxia NGC 2916 derivada por PIPE3D usando los cubos de datos de MaNGA y los de ambas configuraciones de CALIFA (V500 y V1200). La Figura muestra que las velocidades de rotación estimadas están en acuerdo dentro de ± 30 km/s a lo largo de todo el campo de visión de los tres conjuntos de datos. Mientras que los valores de la dispersión de velocidades son consistentes solo en la región central ($< 8''$) donde se está por arriba de la resolución espectral tanto de CALIFA como de MaNGA. La cinemática estelar y del gas ionizado son las dos propiedades que utilizaremos principalmente a lo largo de esta tesis. El resto de propiedades de las poblaciones estelares derivadas por PIPE3D (edad, metalicidad, polvo, razón M/L, etc.), se compararon en detalle en [Sánchez et al. \(2016b\)](#), encontrando un buen acuerdo, dentro de entre 0.1-0.2 dex de diferencia.

3.1.5. Análisis de las líneas en emisión del gas ionizado.

Para el análisis de las líneas de emisión se crea un cubo de datos donde para cada $spaxel$ se crea un espectro modelo de las poblaciones estelares usando el espectro modelo de la tesela al que pertenece dicho $spaxel$ escalándolo al flujo del mismo.

Substrayendo este cubo de datos recién creado del cubo de datos original *spaxel* por *spaxel* se obtiene un cubo de “gas” que incluye los espectros de únicamente las líneas de emisión, y los residuos de la sustracción (más el ruido). Este proceso es llamado deszonificación, primeramente presentado por [Cid Fernandes et al. \(2013a\)](#) con el objetivo de proporcionar una estimación precisa de la distribución espacial de las propiedades estelares. PIPE3D lo usa para desacoplar el análisis de las líneas de emisión del teselado espacial.

Sobre los espectros de cada *spaxel* del cubo de gas se hacen dos análisis: (i) un ajuste Guassiano para las líneas de emisión más intensas observadas en el rango óptico, y (ii) un análisis de momentos para un total de 52 líneas de emisión incluyendo líneas débiles y las intensas del ajuste Gaussiano. En ambos se deriva el flujo, la velocidad y la dispersión de velocidades de cada línea.

Ajuste Gaussiano.

El análisis de las líneas de emisión más intensas usando el cubo de datos del gas es implementado para derivar las propiedades del gas ionizado con la mejor resolución espacial de manera independiente al cociente S/N requerido para analizar las propiedades de las poblaciones estelares. Las líneas son ajustadas con una simple función Gaussiana. Por simplicidad son agrupadas en 4 grupos que son consideradas como cinemáticamente acopladas. Cada grupo es ajustado dentro de un cierto rango de longitud de onda que corresponde al sistema de referencia observado al corrimiento al rojo de la galaxia. Los 4 grupos (rangos de longitud de onda) son: (i) [OII] λ 3727 (3700Å-3750Å); (ii) H β , [OIII] λ 4959 y [OIII] λ 5007 (4800Å-5050Å); (iii) [NII] λ 6548, H α y [NII] λ 6583 (6530Å-6630Å); y (iv) [SII] λ 6717 y [SII] λ 6731 (6680Å-6770Å). Una primera estimación de la cinemática se determina con base en la longitud de onda esperada de H α al corrimiento al rojo de la galaxia al realizar una aproximación parabólica del centroide de la línea de emisión. Una vez encontrado este valor inicial, todas las líneas son ajustadas usando un rango estrecho de velocidades sistémicas centrado en el valor inicial, y limitando los anchos de línea a la dispersión nominal instrumental.

Los resultados que obtenemos del ajuste Gaussiano, con sus respectivas incertidumbres, son: (i) la longitud de onda nominal para la línea de emisión, (ii) el área bajo el perfil Gaussiano, éste se traduce al flujo integrado, (iii) la σ de la función Gaussiana, la cual nos da información de la dispersión de velocidades, y (iv) la velocidad sistémica. Estos valores son guardados en tablas, mismas que pueden ser transformadas en mapas 2D. En la Figura 3.4 podemos ver los mapas de intensidad y velocidad del gas ionizado de H α de la galaxia NGC 2916 derivados con el análisis Gaussiano de PIPE3D usando los datos de MaNGA y la configuración V500 de CALIFA.

Análisis de momentos.

Además de las líneas de emisión intensas analizadas mediante el procedimiento anterior, en los espectros del gas se observan líneas más débiles, en concreto 56 líneas de emisión. Debido al número de líneas, al número de espectros y al costo computacional que requiere un análisis Gaussiano, se adoptó un esquema de análisis diferente para extraer las principales propiedades de estas líneas de emisión.

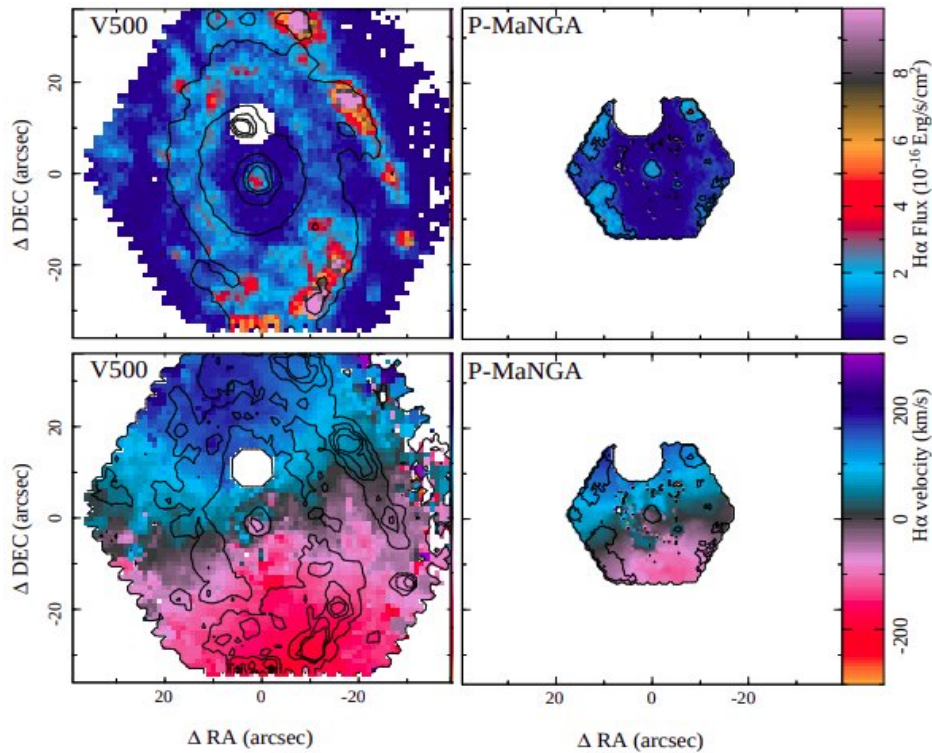


FIGURA 3.4: Resultado del análisis de las líneas de emisión derivados por PIPE3D para la galaxia NGC 2916. *Paneles superiores:* mapas de intensidad de flujo de H_{α} . *paneles inferiores:* mapas de velocidad de H_{α} . A la izquierda para los datos obtenidos por la configuración V500 de CALIFA, mientras que a la derecha para los datos obtenidos por MaNGA.

El análisis está basado en momentos “pesados” por una función que corresponde a una Gaussiana que sigue la resolución instrumental. Este enfoque requiere de entrada los cubos de datos del gas (únicamente con las líneas de emisión) y del modelo de las poblaciones estelares.

El procedimiento para realizar el análisis de momentos es como sigue:

1. Para cada línea de emisión, y para cada espectro del cubo de datos del gas, se estima la longitud de onda central observada esperada (λ_{obs}) tomando en cuenta como valor inicial la velocidad de H_{α} encontrada en la sección anterior.
2. Se selecciona un intervalo de longitud de onda igual a $\pm FWHM$ de la línea en cuestión. Este intervalo se deriva de la siguiente manera; $[\lambda_{obs} - 2.354\sigma_{H_{\alpha}}, \lambda_{obs} + 2.354\sigma_{H_{\alpha}}]$, donde $\sigma_{H_{\alpha}}$ es el valor de la dispersión de velocidades de H_{α} encontrado en la sección anterior (incluyendo la resolución instrumental) y $FWHM = 2.354\sigma$.
3. Dentro de este intervalo de longitud de onda se realiza una serie de 50 realizaciones de Monte Carlo del espectro al sumarle al espectro original ruido equivalente al error multiplicado por un número aleatorio de entre ± 0.5 (el cual representa 0.5σ).
4. Para cada realización Monte Carlo y para cada pixel espectral i a una longitud de onda λ_i , se estima la intensidad del flujo por una función gaussiana

centrada en λ_{obs} con una dispersión $\sigma_{H\alpha}$ mediante la siguiente formula:

$$F_{0,i}^{MC} = I_i^{MC} \sigma_{H\alpha} \sqrt{2\pi} \exp\left(-0,5 \frac{(\lambda_i - \lambda_{obs})^2}{\sigma_{H\alpha}^2}\right), \quad (3.2)$$

donde $F_{0,i}^{MC}$ es la intensidad del flujo integrada de la línea de emisión estimada de la densidad de flujo medida (I_i^{MC}) en el punto espectral i para la realización Monte Carlo.

5. Para cada ciclo Monte Carlo se deriva un promedio de las intensidades de flujo integrado para todos los puntos espectrales en el intervalo de longitud de onda estudiado. Debido a que este procedimiento es más preciso en las regiones cercanas a las líneas de emisión a causa de un alto cociente de S/N, se realiza un promedio pesado, donde los pesos siguen una distribución Gaussiana centrada en la longitud de onda observada de la línea en cuestión con una dispersión $\sigma_{H\alpha}$.
6. Una vez derivada la intensidad de flujo integrada, se repite el procedimiento resolviendo la ec. (3.2) para la velocidad, es decir:

$$\lambda_{obs,i}^{MC} = \lambda_i - \sqrt{2\sigma_{H\alpha} \ln\left(\frac{F_0}{I_i^{MC} \sigma_{H\alpha} \sqrt{2\pi}}\right)}, \quad (3.3)$$

donde:

$$\lambda_{obs,i}^{MC} = \lambda_{rep} \left(1 + \frac{v_i^{MC}}{c}\right), \quad (3.4)$$

con λ_{rep} como la longitud de onda en reposo de la línea, c como la velocidad de la luz ($\sim 300,000$ km/s) y v_i^{MC} como la velocidad de cada realización Monte Carlo en el punto espectral i . Finalmente se realiza un promedio pesado para derivar la mejor estimación de la velocidad.

7. Por último, para cada realización Monte Carlo se estima la dispersión de velocidades mediante el momento de segundo orden a través de la siguiente ecuación:

$$\sigma_{MC,i}^2 = \frac{\sum I_i^{MC} (\lambda_i - \lambda_{obs})^2}{\sum I_i^{MC}}. \quad (3.5)$$

En esta Tesis usamos los mapas cinemáticos derivados mediante el análisis de momentos, en lugar del ajuste con funciones Gaussianas. Sin embargo, es importante mencionar que ambos procesos (ajuste Gaussiano y análisis de momentos) producen resultados similares. Esto se presentó en [Sánchez et al. \(2016a\)](#), donde además se presentó un conjunto de simulaciones para explorar la precisión de los parámetros derivados de las poblaciones estelares y del gas ionizado.

3.2. Análisis cinemático.

La cinemática interna de las galaxias es un trazador relevante de la distribución radial de la materia, tanto oscura como luminosa, un ingrediente clave para entender los procesos de formación, evolución y ensamblaje de las galaxias. En esta sección describimos la metodología usada para extraer la información relevante para nuestro estudio a partir de los mapas de velocidad generados por PIPE3D descritos en la sección anterior.

3.2.1. Cinemática integrada.

Definimos la cinemática “integrada” de una galaxia como aquella que se deriva dentro de una apertura de un radio efectivo. Para obtener la cinemática integrada de manera homogénea aplicamos una depuración detallada a las muestras de galaxias del DR3 de CALIFA y el MPL-7 de MaNGA de la siguiente manera:

1. Para reducir los efectos del polvo, eliminamos del análisis aquellas galaxias vistas de canto con ángulos de inclinación $i > 75^\circ$. Del mismo modo para tener estimaciones confiables de la cinemática eliminamos aquellas galaxias vistas de cara con inclinaciones $i < 25^\circ$.
2. Basados en la detallada clasificación morfológica visual usando imágenes del SDSS y DESI (J. A. Vázquez-Mata et al. in prep) descartamos del análisis cinemático aquellas galaxias en proceso de fusión, con claras trazas de interacción o en presencia de galaxias vecinas cercanas de tamaños comparables (p. ej. [Barrera-Ballesteros et al., 2015a,b](#)).
3. Para cada mapa de velocidad de las galaxias restantes, eliminamos todos los *spaxels* que tengan errores en velocidad > 20 km/s para la cinemática del gas y > 50 km/s para la estelar (se considera que la cinemática se recupera mejor para el gas que para las poblaciones estelares). Este corte corresponde aproximadamente a 1/3 de la resolución espectral (~ 150 km/s para la configuración V500 de CALIFA y ~ 72 km/s para MaNGA).
4. Seleccionamos los *spaxels* dentro de una región elíptica centrada en el mapa de velocidad con el semi-eje mayor igual al radio efectivo, R_e , usando el ángulo de inclinación, i , y el ángulo de posición, PA, de cada galaxia.
5. Calculamos la fracción de *spaxels* que cumplen nuestros criterios de calidad dentro de la elipse del paso anterior respecto a los *spaxels* descartados.
6. Finalmente seleccionamos solo aquellas galaxias cuya fracción de *spaxels* que cumplen nuestros criterios de calidad dentro de un radio efectivo es mayor o igual al 60%. Este criterio garantiza que los *spaxels* finales trazan de manera confiable la cinemática dentro del radio efectivo.

Una vez terminada la depuración, la muestra final de galaxias usada en esta Tesis es: 223 galaxias con la cinemática del gas ionizado de la configuración V500 de CALIFA, 300 galaxias con la cinemática estelar de la configuración V1200, y 2458 galaxias de MaNGA con la cinemática estelar. Para todas estas galaxias derivamos la velocidad de rotación integrada de manera similar al procedimiento clásico desarrollado para

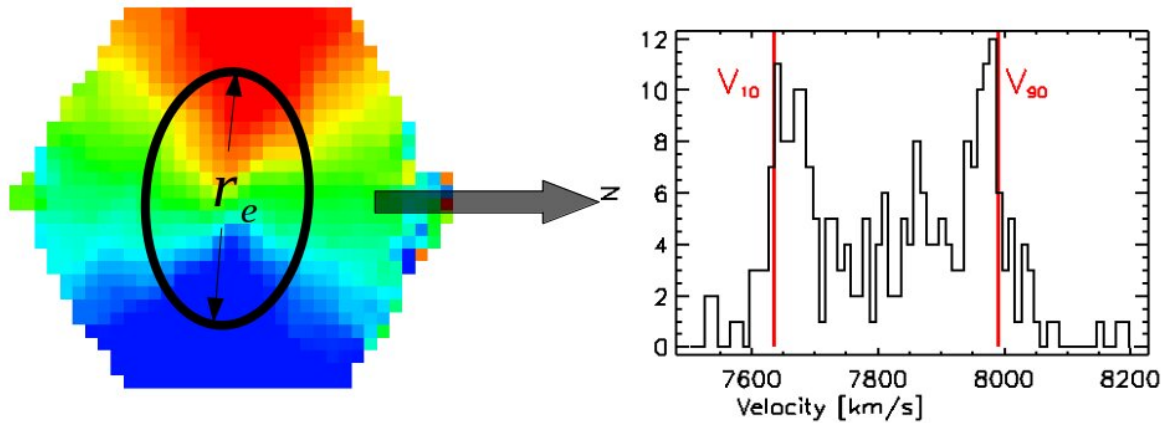


FIGURA 3.5: Histograma de velocidades. A la izquierda mostramos un mapa velocidades a manera de ejemplo. La elipse encierra todos los *spaxels* que caen dentro de un radio efectivo. A la derecha mostramos el histograma formado por las velocidades de todos los *spaxels* que cumplen con nuestros criterios de calidad y que se encuentran dentro de la elipse marcada en el mapa de velocidades. Las líneas rojas verticales representan los percentiles al 10 % y al 90 %.

analizar el perfil integrado de HI (p. ej. [Courteau, 1997](#); [Vogt et al., 2004](#); [Papastergis et al., 2011](#)) de la siguiente manera: (i) construimos un histograma de velocidades con los valores de todos los *spaxels* que cumplen nuestros criterios de calidad dentro de la elipse definida previamente, tal y como se muestra en el Figura 3.5, (ii) siguiendo el trabajo de [Catinella et al. \(2005\)](#) estimamos el ancho del perfil integrado (definido por el histograma) como la diferencia entre los percentiles V_{10} y V_{90} : $W = V_{90} - V_{10}$, y (iii) el ancho del perfil de velocidades observado es corregido por la velocidad sistémica, debida a la expansión del Universo, y deproyectada por la inclinación. Finalmente la velocidad de rotación integrada se define de la siguiente manera:

$$V_{rot} = \frac{W}{2(1+z)\sin(i)}, \quad (3.6)$$

donde i es la inclinación y z es el corrimiento al rojo. Por otro lado, la dispersión de velocidades integrada es calculada como el promedio de la dispersión de velocidades de todos los *spaxels* que sobreviven a la depuración dentro de la elipse descrita previamente.

Los parámetros cinemáticos estimados de manera integrada al radio efectivo son una buena representación de la velocidad circular a dichos radios, siempre y cuando las galaxias sean axisimétricas, es decir, si las estrellas y/o el gas siguen órbitas totalmente circulares. Sin embargo, es importante considerar que existen diferentes procesos que perturban las órbitas produciendo movimientos no-circulares que distorsionan los perfiles de velocidad y del mismo modo sus histogramas (p. ej. [Valenzuela et al., 2007](#); [Holmes et al., 2015](#)). Esto ha dado lugar a que se desarrollen diferentes herramientas para realizar análisis espacialmente resueltos de la cinemática, tal y como se describe en la siguiente sección.

3.2.2. Cinemática espacialmente resuelta.

El principal objetivo científico detrás del análisis cinemático espacialmente resuelto en galaxias es determinar curvas de rotación, las cuales son una buena aproximación al perfil de velocidad circular orbital, siempre y cuando los movimientos no-circulares sean pequeños. Cuando los movimientos no-circulares son importantes y su contribución cinemática es ignorada se ha demostrado que la forma de la curva de rotación estimada está distorsionada y por lo tanto no sería una buena aproximación al perfil de velocidad circular (p.ej. [Randriamampandry et al., 2015](#)).

El estudio espacialmente resuelto de la cinemática ha ido evolucionando junto con la instrumentación astronómica desarrollada para los grandes muestreos de galaxias. Hace algunos años, una de las vías más comunes para obtener información cinemática era a través de estudios con espectroscopía de rendija larga, colocando una sola rendija a lo largo del eje principal de la galaxia. Como resultado el observador obtiene información cinemática en 1D dada por:

$$V_{obs} = V_{sys} + V_{rot}(R)\sin(i), \quad (3.7)$$

donde V_{obs} es la velocidad medida por el observador, V_{sys} es la velocidad sistémica, $V_{rot}(R)$ la velocidad de rotación en función de la distancia galactocéntrica R , y el parámetro i es la inclinación, la cual con observaciones usando espectroscopía de rendija larga debe ser determinada con otros datos, por ejemplo, fotometría. La Ec. 3.7 es incapaz de dar información para determinar los movimientos no-circulares. Implícitamente asume que en las galaxias solo existen órbitas circulares. Hoy en día, los mapas cinemáticos 2D proporcionan mucha más información de los movimientos circulares y no-circulares tanto por técnicas interferométricas con instrumentos Fabry-Perot (p.ej. [Epinat et al., 2008](#)) como con técnicas de Espectroscopía de Campo Integral (p.ej. [Holmes et al., 2015](#)). Históricamente se han desarrollado diferentes métodos y herramientas para analizar la cinemática. Así como la calidad y cantidad de datos cinemáticos ha ido evolucionando, también se han ido refinando las metodologías para analizarlos. Pasamos a describir algunos de los métodos más utilizados en la literatura.

3.2.3. Método de anillos inclinados.

Códigos como ROTCUR, desarrollado por [Begeman \(1989\)](#), el cual está basado en el método de anillos inclinados (*tilted ring* en inglés) primeramente usado por [Rogstad et al. \(1974\)](#) para modelar el disco alabeado de M83, se han utilizado ampliamente para derivar curvas de rotación modelando los mapas de velocidad (p. ej. [Di Teodoro & Fraternali, 2015](#)). El método de anillos inclinados supone que las galaxias pueden ser descritas por un conjunto de anillos concéntricos, donde cada anillo puede ser caracterizado por un valor fijo de velocidad circular, V_c , y dos ángulos que pueden variar en función del radio y que determinan su orientación: (a) el ángulo de inclinación, i , y (b) el ángulo de posición del semi-eje mayor, ϕ . Para cada anillo, la velocidad en cualquier punto (x, y) en el disco proyectado en el plano del cielo está caracterizada por la siguiente ecuación:

$$V(x, y) = V_{sys} + V_{rot}(R)\sin(i)\cos(\theta), \quad (3.8)$$

donde θ es el ángulo azimutal definiendo la distancia angular entre el semi-eje mayor del disco y cualquier punto (x, y) en el plano del disco. El método de anillos inclinados también asume que los sistemas son totalmente axisimétricos y no corrige por los movimientos no-circulares. Esto quiere decir que funciona bastante bien para lo que fue diseñado: determinar curvas de rotación en galaxias cuando el disco galáctico muestra alabeos, ya que los ángulos de inclinación y posición son libres de variar para cada anillo.

3.2.4. Método de expansión en armónicos.

Schoenmakers et al. (1997) desarrollaron otra alternativa para estimar desviaciones de la axisimetría basados en una expansión en armónicos de la velocidad a lo largo de la línea de visión como una serie de términos senos y cosenos. Utiliza la teoría epicíclica para derivar los términos armónicos de un potencial ligeramente distorsionado. Primero se modela el campo de velocidades usando el método de anillos inclinados. Posteriormente se realiza la expansión en armónicos de la velocidad radial a lo largo de cada anillo. De acuerdo con Schoenmakers (1999), la velocidad a lo largo de la línea de visión, V_{los} , está definida de la siguiente manera:

$$V_{los} = V_{sys} + \sin(i) \sum_{n=1}^k C_n \cos(n\psi) + S_n \sin(n\psi), \quad (3.9)$$

donde k es el orden del término armónico, C_n y S_n son las amplitudes de los términos armónicos, V_{sys} la velocidad sistémica, y ψ es la fase. Schoenmakers et al. (1997) encontraron que la expansión hasta $n=3$ es suficiente para describir las perturbaciones en el campo de velocidades. Mientras que los movimientos no-circulares están dados por los términos armónicos de alto orden con una amplitud dada por:

$$A(R) = \sqrt{S_1^2 + C_2^2 + S_2^2 + S_3^2 + C_3^2}. \quad (3.10)$$

Para una galaxia con órbitas puramente circulares la velocidad a lo largo de la línea de visión está bien representada con los términos $n=0$ y $n=1$:

$$V_{los} = V_{sys} + \sin(i)(C_0 \cos(\psi) + S_0 \sin(\psi)), \quad (3.11)$$

donde C_0 es la velocidad tangencial y S_0 es la velocidad radial. El método de expansión en armónicos es válido cuando los movimientos no-circulares son pequeños, y solo estima su magnitud. No corrige el efecto que estos movimientos producen en la cinemática. Un análisis detallado de la cinemática requiere que además de caracterizar los movimientos no-circulares corrija por su efectos en curvas de rotación y parámetros cinemáticos.

3.2.5. VELFIT.

Spekkens & Sellwood (2007) y Sellwood & Sánchez (2010) propusieron una nueva herramienta en su código VELFIT con el objetivo de construir modelos de los mapas de velocidad incluyendo patrones no axisimétricos para estimar de mejor manera la curva de rotación. En esta sección vamos a describir a detalle el algoritmo de VELFIT para determinar curvas de rotación y perfiles de movimientos no-circulares, así como los parámetros geométricos. VELFIT es capaz de modelar la cinemática de galaxias totalmente axisimétricas, galaxias asimétricas (*lopsided* en inglés) y galaxias barradas (p. ej. Holmes et al., 2015). Para modelar la cinemática requiere como entrada un campo de velocidad 2D y un mapa con los errores correspondientes. Todos los modelos cinemáticos se construyen bajo la suposición de que los discos de las galaxias son intrínsecamente delgados. En este escenario, la velocidad de una estrella o una parcela de gas en el plano del disco de una galaxia tiene generalmente dos componentes en cada punto: tangencial, V_t , y radial, V_r , relativo al centro cinemático. La componente tangencial describe los movimientos circulares alrededor del centro, mientras que la componente radial describe el movimiento de entrada y salida (*inflow* y *outflow* en inglés). Cada componente puede ser expresada como una serie de Fourier alrededor de un círculo de radio r en el plano de del disco de la siguiente manera:

$$V_t(r, \theta) = \bar{V}_t(r) + \sum_{m=1}^{\infty} V_{m,t}(r) \cos [m\theta + \theta_{m,t}(r)], \quad (3.12)$$

y

$$V_r(r, \theta) = \bar{V}_r(r) + \sum_{m=1}^{\infty} V_{m,r}(r) \cos [m\theta + \theta_{m,r}(r)], \quad (3.13)$$

donde $V_{m,t}$ y $V_{m,r}$ son los momentos de velocidad tangencial y radial de orden m de la serie de Fourier y θ , $\theta_{m,t}$ y $\theta_{m,r}$ son las fases angulares. Las estrellas o parcelas de gas localizadas a una misma distancia del centro cinemático mostrarán velocidades tangenciales similares. Esto permite definir una velocidad de rotación promedio a esa distancia del centro. Por lo tanto, una curva de rotación a lo largo del disco de la galaxia puede ser derivada con un conjunto de anillos de isovelocidad. Los movimientos radiales y tangenciales son obtenidos de la velocidad a lo largo de la línea de visión, V_{los} , la cual depende del movimiento intrínseco de la estrella o elemento de gas, de la orientación del disco en el plano del cielo y de la velocidad sistémica de la galaxia. Por lo tanto, si los movimientos tangenciales y radiales están presentes, un observador detectará la combinación de ambas componentes de la siguiente manera:

$$V_{los} = V_{sys} + \sin(i) (V_t \cos(\theta) + V_r \sin(\theta)) \quad (3.14)$$

donde V_t y V_r se definen en las ecuaciones 3.12 y 3.13, mientras que θ define la distancia angular entre el eje mayor de la galaxia y la estrella o elemento de gas en el plano del disco. En términos de la serie de Fourier queda de la siguiente manera:

$$V_{los} = V_{sys} + \sin(i) \left\{ \bar{V}_t \cos(\theta) + \sum_{m=1}^{\infty} V_{m,t} \cos(\theta) \cos(m\theta + \theta_{m,t}) + \bar{V}_r \sin(\theta) + \sum_{m=1}^{\infty} V_{m,r} \sin(\theta) \cos(m\theta + \theta_{m,r}) \right\}. \quad (3.15)$$

VELFIT puede ajustar modelos a los mapas de velocidades observados con modo $m=2$ para una galaxia con una distorsión bisimétrica tipo barra, con $m=1$ para una galaxia asimétrica y $m=0$ para una galaxia axisimétrica. Para cada uno de los tres modelos anteriores, la forma general de la ec. (3.15) se modifica de tal manera que sea representativa de la cinemática específica de cada galaxia:

- Caso $m=0$. Es el más simple. Se aplica para galaxias axisimétricas donde los movimientos de las estrellas y el gas, asumiendo un disco intrínsecamente delgado, están bien descritos por movimientos totalmente circulares y radiales. Por lo tanto la ec. (3.15) se reduce a:

$$V_{los} = V_{sys} + \sin(i) [\bar{V}_t \cos(\theta) + \bar{V}_r \sin(\theta)] \quad (3.16)$$

- Caso $m=1$. Este se aplica a galaxias asimétricas (*lopsided*). Este tipo de galaxias contienen una o más componentes cinemáticas que se desvían de la forma circular. La ec. (3.15) se reduce a:

$$V_{los} = V_{sys} + \sin(i) [\bar{V}_t \cos(\theta) - V_{1,t} \cos(\theta_b) \cos(\theta) - V_{1,r} \cos(\theta_b) \sin(\theta)], \quad (3.17)$$

donde $V_{1,t}$ y $V_{1,r}$ son los movimientos no-circulares producidos por las desviaciones indicadas y θ_b es el ángulo entre la perturbación y la región analizada (sean estrellas o gas).

- Caso $m=2$. Corresponde a modelos que describen discos con presencia de barras. Las estrellas y el gas que se encuentran en el disco de la galaxia siguen trayectorias con órbitas circulares alrededor del centro, mientras que las que se encuentran en la barra, asumiendo que ésta es delgada y concéntrica al disco, siguen trayectorias con órbitas elípticas produciendo velocidades bisimétricas. Es decir, estrellas que están dentro de la barra, a la misma distancia del centro, pero en lados opuestos, tendrán las mismas velocidades. Estas velocidades pueden ser modeladas como perturbaciones al flujo circular, representados por los términos $V_{2,t}$ y $V_{2,r}$ de la ec. (3.18)

$$V_{los} = V_{sys} + \sin(i) [\bar{V}_t \cos(\theta) - V_{2,t} \cos(2\theta_b) \cos(\theta) - V_{2,r} \cos(2\theta_b) \sin(\theta)]. \quad (3.18)$$

En la Figura 3.6 podemos ver de manera esquemática la geometría en el plano del disco así como la descripción de los parámetros involucrados en la ec. (3.18).

Como mencionamos anteriormente, para modelar la cinemática de una galaxia VELFIT requiere de un mapa de velocidades con sus respectivas incertidumbres, así como valores iniciales de entrada para los parámetros i , θ , V_{sys} y (x_c, y_c) . El método

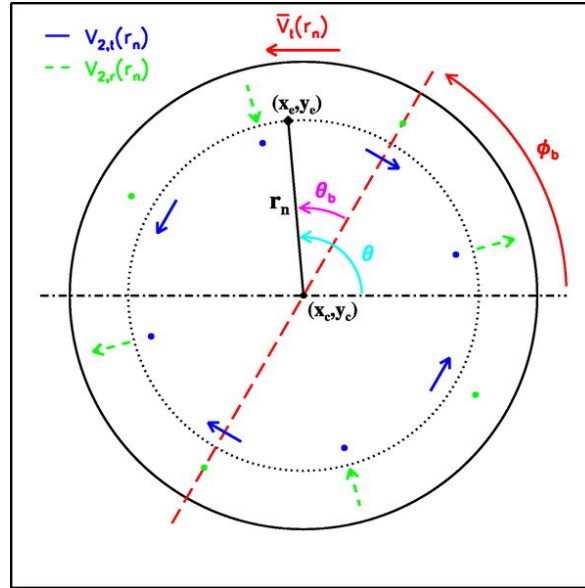


FIGURA 3.6: Descripción de parámetros y patrón de velocidades en el plano del disco de una galaxia para el modelo bisimétrico con $m=2$. El círculo con la línea sólida representa el anillo más externo a un radio r incluido en el modelo. La línea horizontal es el semieje mayor del disco en el plano del cielo. La línea roja segmentada es el eje mayor de la distorsión bisimétrica a un ángulo ϕ_b del eje mayor del disco. El símbolo negro señala la localización (x_e, y_e) de un punto arbitrario en el plano del disco a una distancia r_n del centro cinemático (x_c, y_c) con un ángulo de posición θ_b respecto al eje mayor de la distorsión bisimétrica y θ respecto al eje mayor del disco. La componente axisimétrica con movimientos circulares van en sentido opuesto a las manecillas del reloj, mientras que las componentes de movimientos no-circulares $V_{2,t}(r_n)$ y $V_{2,r}(r_n)$ están señaladas con flechas azules y verdes, respectivamente. Figura extraída de [Spekkens & Sellwood \(2007\)](#).

de ajuste genera un modelo del mapa de velocidades observado y encuentra las diferencias entre las velocidades modeladas y las observadas aplicando la técnica de minimización Levenberg-Marquardt usando como parámetro de bondad del ajuste (likelihood):

$$\chi_r^2 = \frac{1}{\nu} \sum_{n=1}^N \left(\frac{V_{obs}(x, y) - \sum_{k=1}^K w_{k,n} V_k}{\sigma_n} \right)^2, \quad (3.19)$$

donde ν son los grados de libertad, $V_{obs}(x, y)$ y σ_n representan el valor de las velocidades observadas y sus incertidumbres, respectivamente, para el enésimo *spaxel* en la posición (x, y) en el plano del disco proyectado en el cielo. Los K elementos de V_k , son el total de los tres conjuntos de velocidades que definen el modelo de la velocidad (ec. 3.15) alrededor de cada una de las elipses y $w_{k,n}$ son los pesos que describen la interpolación de las velocidades V_k que conducen a la velocidad del modelo. Este proceso sufrirá varias iteraciones siguiendo una Cadena de Markov para encontrar el valor mínimo de χ_r^2 y la convergencia al mejor modelo.

Si el ajuste es satisfactorio, VELFIT obtiene como resultado: (i) una estimación de la velocidad orbital promedio en función del radio (curva de rotación) que se aproxima

al perfil de velocidad circular si la galaxia es axisimétrica, (ii) estimaciones mejoradas de los parámetros i , θ , V_{sys} y (x_c, y_c) , y (iii) una estimación de la amplitud de los movimientos no-circulares como función del radio y el ángulo de posición del eje-mayor de la perturbación. Algunas ventajas de VELFIT respecto a las técnicas de expansión en armónicos y a la de anillos inclinados son: (i) puede modelar la cinemática cuando los movimientos no-circulares son importantes, esto debido a que no requiere que $V_{m,t}$ y $V_{m,r}$ estén relacionados con la aproximación epicíclica, y (ii) tiene la habilidad de detectar los efectos de una barra débil. Sin embargo, una desventaja es que VELFIT utiliza Levenberg-Marquardt como método de minimización. En un estudio basado en campos de velocidad sintéticos encontramos que en algunos casos el ajuste de velocidades no producía valores correctos debido a la aparición de mínimos locales en el parámetro de bondad (*likelihood*) del ajuste. Además, encontramos que el código falla cuando el ángulo de posición de la barra, ϕ_b , está a $\sim \pm 10^\circ$ del eje mayor o menor del disco (Aquino-Ortíz et. al., in prep.). Resultados similares fueron encontrados por [Randriamampandry et al. \(2015\)](#). Por lo tanto, para superar la desventaja ya citada añadimos Cadenas de Markov Monte Carlo (MCMC) al código para explorar de manera eficiente el espacio de parámetros. A este nuevo código lo llamamos EVELFIT.

3.2.6. EVELFIT.

El modelado cinemático involucra un gran número de parámetros, cuyo espacio definimos como $\xi = (i, \theta, V_{sys}, (x_c, y_c), y \theta_b)$. Esto dificulta la búsqueda del mejor modelo. Para explorar el espacio de parámetros de manera eficiente desarrollamos un conjunto de rutinas en IDL para incluir estadística bayesiana y Cadenas de Markov Monte Carlo. En el Apéndice A incluimos un diagrama de flujo para describir el algoritmo.

En esta sección describimos los ingredientes más relevantes de los cambios introducidos en el código para encontrar el mínimo global del ajuste:

- El teorema de Bayes, definido matemáticamente de la siguiente manera:

$$P(M|D) = \frac{P(D|M)P(M)}{P(D)}, \quad (3.20)$$

el cual es una herramienta estadística utilizada para inferir la probabilidad *a posteriori*, $P(M|D)$, de que un modelo a estudiar, $M(\xi)$, sea cierto dado algún tipo de datos experimentales, D . La inferencia Bayesiana determina la probabilidad *a posteriori* como consecuencia de dos antecedentes: (i) una probabilidad *a priori*, $P(M)$, es decir, información previa sobre los parámetros de entrada, y (ii) una función de verosimilitud, $P(D|M)$, procedente de un modelo estadístico que representa la probabilidad de que los datos sean producidos bajo la aceptación del modelo $M(\xi)$. $P(D)$ es la verosimilitud marginal, esto es, la probabilidad de haber observado los datos independientemente de que el modelo sea cierto o no. La verosimilitud marginal es igual sea cual sea el modelo que se esté estudiando. Sólo depende de los datos observados. Esto quiere decir que cuando se consideraran diferentes modelos, sólo los factores $P(M)$ y

$P(D|M)$ afectarían a la distribución final $P(M|D)$. En este sentido, la verosimilitud marginal $P(D)$ se interpreta como una constante de integración que asegura que la distribución de probabilidad final $P(M|D)$ esté normalizada. Entonces, la probabilidad *a posteriori* puede expresarse únicamente como:

$$P(M|D) \propto P(D|M)P(M). \quad (3.21)$$

La ecuación anterior es la probabilidad *a posteriori* sin normalizar considerando únicamente que la probabilidad *a posteriori* de un modelo está determinada por una combinación de la probabilidad inherente al modelo (probabilidad *a priori*) y la compatibilidad de los datos experimentales con el modelo (verosimilitud). *En palabras simples, queremos encontrar la distribución más probable de parámetros ($i, \theta, \theta_b, V_{sys}$ y (x_c, y_c)) que dan lugar al modelo del mapa cinemático que mejor reproduce el mapa de velocidad observado, representado por D .*

- Cadenas de Markov Monte Carlo (MCMC), las cuales nos permiten generar muestras de una distribución *a posteriori* sobre los parámetros que deseamos conocer. Estos métodos son muy usados en la computación moderna Bayesiana ya que en la mayoría de los casos la forma analítica de $P(M|D)$ es desconocida y la dimensión de D es elevada. Las MCMC se pueden describir como una secuencia de Monte Carlos (perturbaciones de los valores a ajustar de forma compatible con los errores en los mismos, en nuestro caso los mapas de velocidad) donde los parámetros iniciales a ajustar ($\theta, \theta_b, i, x_e, y_e, V_k$) se derivan perturbando los resultados del mejor ajuste de la iteración anterior dentro de la cadena. De forma practica el rango de variación de estos parámetros se va restringiendo cada vez más en cada iteración hasta alcanzar una convergencia.

En este estudio usamos el algoritmo *Metropolis-Hastings* (una implementación de MCMC) para obtener una secuencia de muestras aleatorias a partir de una distribución de probabilidad cuyo muestreo directo no es simple. Esta técnica requiere una simple distribución, frecuentemente llamada modelo de transición, $Q(M'|M)$, la cual ayuda a extraer muestras de una distribución *a posteriori* $P(M|D)$. El algoritmo usa la distribución Q para caminar de manera aleatoria en el espacio de parámetros aceptando o rechazando saltos a nuevas posiciones con base a la probabilidad de la muestra. La verosimilitud de cada nueva muestra es decidida por la siguiente función:

$$\mathcal{L} = (2\pi)^{-N/2} \sum_{i=1}^N \sigma_i^{-1} \exp \left[-\frac{(d_i - m_i)^2}{2\sigma_i^2} \right], \quad (3.22)$$

donde N es el número total de datos (en nuestro caso el numero de *spaxels* del mapa de velocidades observado), d_i es el valor experimental (velocidad del i -ésimo *spaxel*), m_i es el valor promedio predicho por el modelo de VELFIT para cada *spaxel*, y σ_i es el error en velocidad.

De manera práctica, el algoritmo funciona de la siguiente manera:

1. Se selecciona una primera posición aleatoria en el espacio de parámetros, $M_0(\xi_0)$, es decir, un modelo M_0 que depende de los parámetros $\xi_0 = [i_0, \theta_0, \theta_{b,0}, V_{sys_0}, (x_{c_0}, y_{c_0})]$
2. Proponemos una nueva posición en el espacio de parámetros, $M_1(\xi_1)$.
3. Para decidir si $M_1(\xi_1)$ es aceptado o rechazado, calculamos el siguiente cociente:

$$\alpha = \frac{P(M_1|D)}{P(M_0|D)} = \frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_0}. \quad (3.23)$$

4. Si $\alpha > 1$ quiere decir que el modelo M_1 es más probable que M_0 . Entonces M_1 es aceptado. Renombramos al nuevo modelo aceptado M_1 como M_0 y regresamos de manera iterativa al paso 2 hasta un número suficientemente grande de iteraciones, generalmente entre 500 y 1000.
5. Si $\alpha < 1$ entonces el modelo M_1 es rechazado y volvemos al paso 2 de manera iterativa.

El procedimiento anterior acepta o rechaza modelos considerando únicamente que la probabilidad *a posteriori* de un modelo está determinada por una combinación de la probabilidad inherente al modelo, $P(M)$, (probabilidad *a priori* que asumimos es uniforme para todos los parámetros) y la compatibilidad de los datos observacionales con el modelo (verosimilitud).

De forma concreta, el algoritmo de ajuste de los mapas de velocidad adoptado implementa una MCMC utilizando la probabilidad Bayesiana para realizar N iteraciones de VELFIT, utilizando el error de la velocidad en las ecs. (3.22), para derivar el parámetro α que determina cuando se cambia a una nueva cadena dentro del espacio de parámetros a derivar. De esta forma se evita que el código se vea atrapado en un mínimo local. Más aún, este método nos permite estimar los errores en la derivación de los parámetros, por la propia naturaleza de las Cadenas de Markov. En el Apéndice A presentamos de manera esquemática el procedimiento seguido para desarrollar VELFIT.

3.3. Aplicación de VELFIT a dos galaxias de CALIFA.

En esta sección mostramos el análisis de la cinemática de manera espacialmente resuelta a los mapas de velocidad de dos galaxias de CALIFA usando nuestra herramienta VELFIT. Mostramos los resultados para una galaxia prácticamente axisimétrica no barrada, llamada NGC 0001, y una galaxia barrada, NGC 4210. Para esto usamos la cinemática estelar derivada por [Falcón-Barroso et al. \(2017\)](#) usando los datos de la configuración V1200 de CALIFA.

3.3.1. El caso axi-simétrico: $m=0$.

En la Figura 3.7 mostramos la imagen *rgb* del SDSS y los mapas de velocidad estelar y de incertidumbres de NGC 0001. La cinemática estelar la analizamos construyendo modelos considerando un sistema totalmente axisimétrico ($m=0$) con órbitas puramente circulares y asumiendo que tiene una barra en la región central ($m=2$).

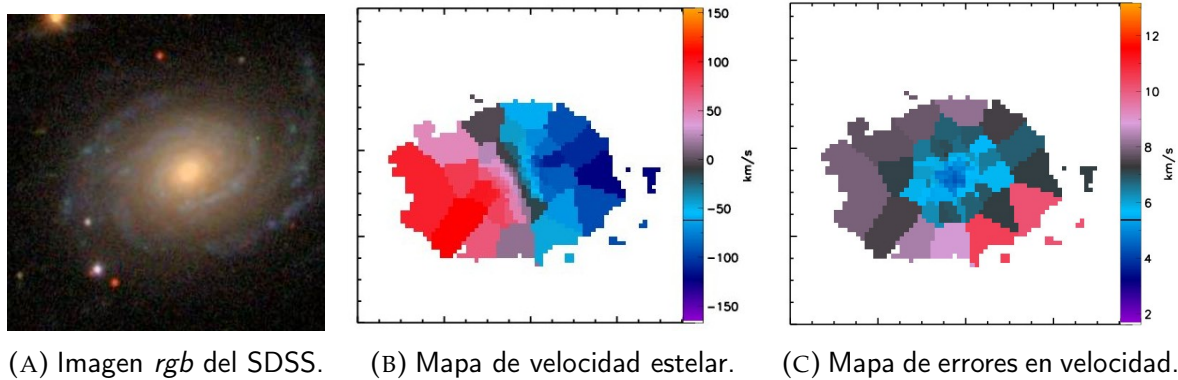


FIGURA 3.7: Cinemática estelar de la galaxia axisimétrica NGC 0001.

En las Figuras 3.8 y 3.9 mostramos el resultado del análisis espacialmente resuelto de la cinemática estelar de la galaxia NGC 0001. Para esta galaxia que parece ser axisimétrica podemos apreciar que ambos modelos, axisimétrico y bisimétrico, son muy similares, de hecho EVELFIT favorece al modelo axisimétrico. El primero arroja un valor para la bondad de ajuste de $\chi^2_{red} = 0.88$, mientras que el segundo es de $\chi^2_{red} = 0.76$. Este resultado es esperado ya que la galaxia en cuestión no muestra una estructura bisimétrica tipo barra. En la Figura 3.10 mostramos que la distribución de residuos es muy similar, lo mismo para las curvas de rotación para ambos modelos. Además, las componentes radial y tangencial de los movimientos no-circulares son prácticamente cero. Este resultado sugiere que para galaxias axisimétricas un análisis con $m=0$ es suficiente para derivar curvas de rotación. Sin embargo, para galaxias con estructuras no axisimétricas tipo barra, la historia es muy diferente, esto lo estudiamos en la siguiente sección.

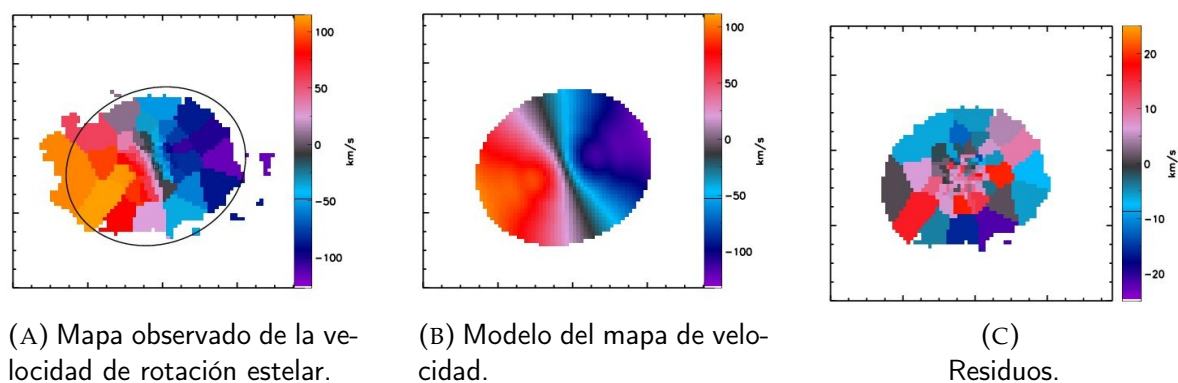


FIGURA 3.8: Análisis cinemático asumiendo axisimetría ($m=0$) de la cinemática estelar de la galaxia NGC 0001. En el panel (a) la elipse señala el anillo más externo hasta el cual se analizó la cinemática.

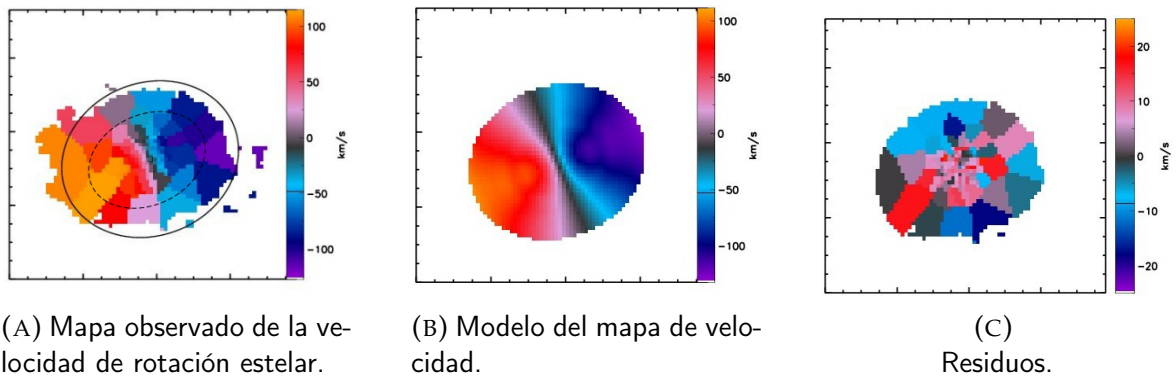


FIGURA 3.9: Análisis bisimétrico ($m=2$). En el panel (a) la elipse sólida (segmentada) señala el anillo más externo modelado (movimientos no-circulares) en el análisis.

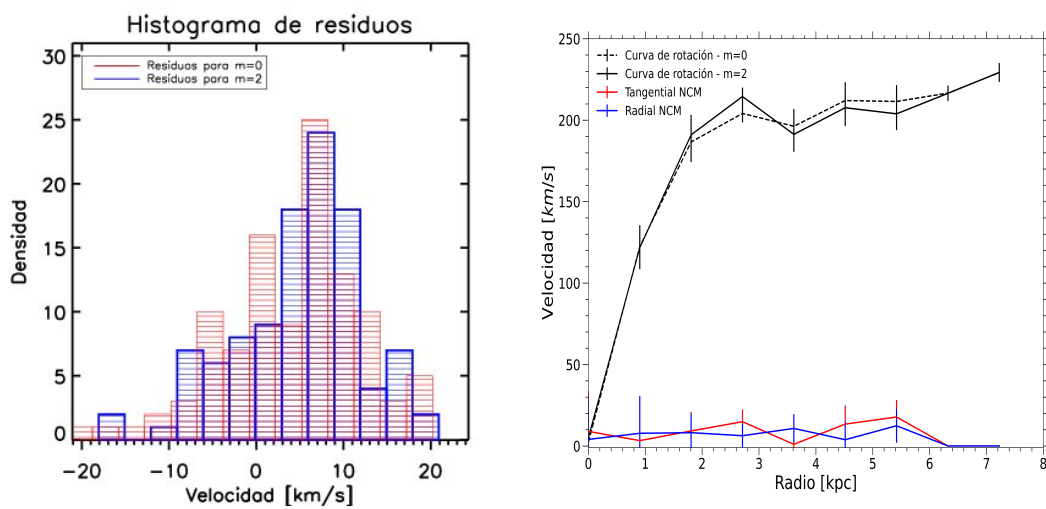


FIGURA 3.10: Histogramas de residuos y curvas de rotación del análisis espacialmente resuelto de la cinemática estelar de la galaxia NGC 0001. *Panel izquierdo:* comparación entre los histogramas de residuos del modelo axisimétrico (rojo) y bisimétrico (azul). *Panel derecho:* curvas de rotación para el modelo bisimétrico (línea sólida) y axisimétrico (línea segmentada). Las curvas roja y azul son la componente tangencial y radial de los movimientos no-circulares, respectivamente.

3.3.2. El caso bi-simétrico: $m=2$.

En esta sección mostramos los resultados del análisis de la cinemática estelar de la galaxia barrada NGC 4210. En la Figura 3.11 vemos la imagen *rgb* del SDSS de esta galaxia, así como los mapas de velocidad y error en velocidad.

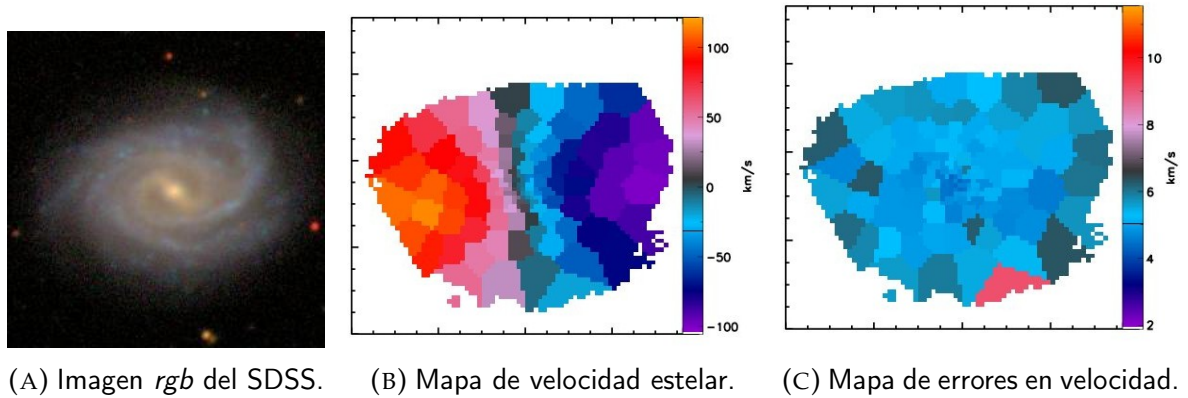


FIGURA 3.11: Galaxia NGC 4210 con una estructura bisimétrica tipo barra en la región central. La cinemática estelar fue derivada por [Falcón-Barroso et al. \(2017\)](#).

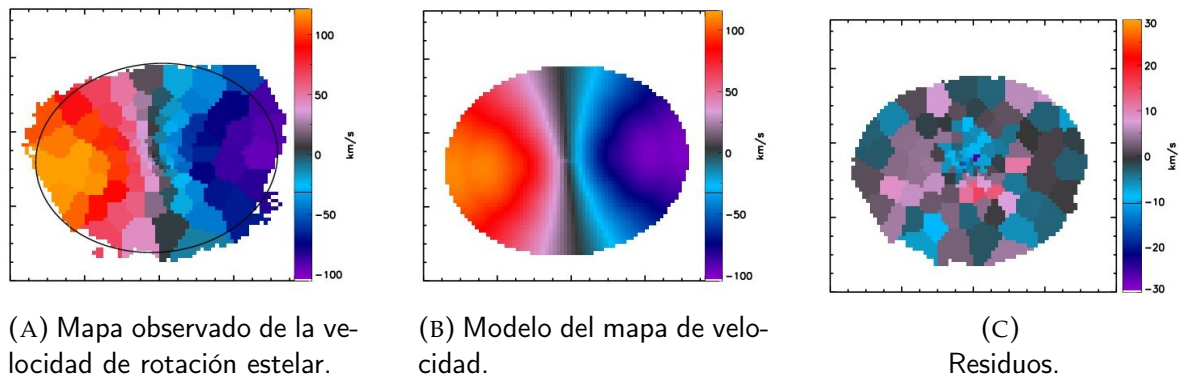


FIGURA 3.12: Resultado del análisis axisimétrico ($m=0$) de la cinemática estelar de la galaxia barrada NGC 4210. En el panel (a) la elipse señala el anillo más externo hasta el cual se analizó la cinemática.

Inicialmente modelamos la cinemática asumiendo un sistema axisimétrico ($m=0$) y posteriormente asumiendo la presencia de movimientos no-circulares producidos por la barra. En la Figura 3.12 mostramos los resultados del mejor modelo de la cinemática estelar de la galaxia barrada NGC 4210 asumiendo que las estrellas se mueven en órbitas puramente circulares, el cual arroja un valor para el parámetro de bondad de ajuste de $\chi_{red}^2 = 2.01$. En esta misma figura, en el mapa de residuos, vemos que existe en la región central una componente cinemática de $\sim \pm 20$ km/s que no ha sido bien modelada y que además coincide con la ubicación de la barra observada en la imagen *rgb* del SDSS mostrada en la Figura 3.11. Este resultado nos indica que la barra está produciendo movimientos que no han sido capturados por nuestro modelo axisimétrico. Por lo tanto, modelamos el mapa de velocidades ahora con el modo $m=2$, el cual arroja un valor para la bondad de ajuste de $\chi_{red}^2 = 1.27$, los resultados los podemos ver en la Figura 3.13. Encontramos que los residuos que

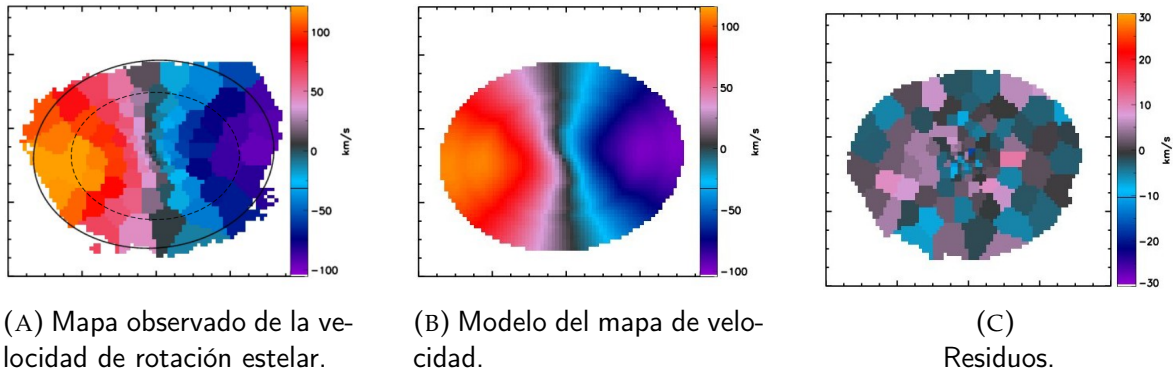


FIGURA 3.13: Resultado del análisis incluyendo una componente bisimétrica tipo barra ($m=2$) de la cinemática estelar de NGC 4210. En el panel (a) la elipse sólida señala el anillo más externo modelado en el análisis, mientras que la elipse segmentada encierra la región donde buscamos movimientos no-circulares.

aparecen en el modelo axisimétrico, ahora en el modelo con $m=2$ se han modelado bien. Los residuos ahora están distribuidos de manera aleatoria. Además, el modelo del mapa de velocidades (panel medio de la Figura 3.13) reproduce las características (*wiggles* en inglés) observadas en el mapa de velocidad original. Finalmente, el resultado más importante lo podemos ver en las curvas de rotación de la Figura 3.14. La curva de rotación para el modelo axisimétrico (línea segmentada) está por debajo de la curva del modelo tomando en cuenta los movimientos no-circulares (línea sólida). Las curvas roja y azul representan a las componentes tangencial y radial de los movimientos no-circulares, respectivamente, los cuales muestran amplitudes del orden de ~ 25 km/s (similares a los residuos de la Figura 3.12) en la región

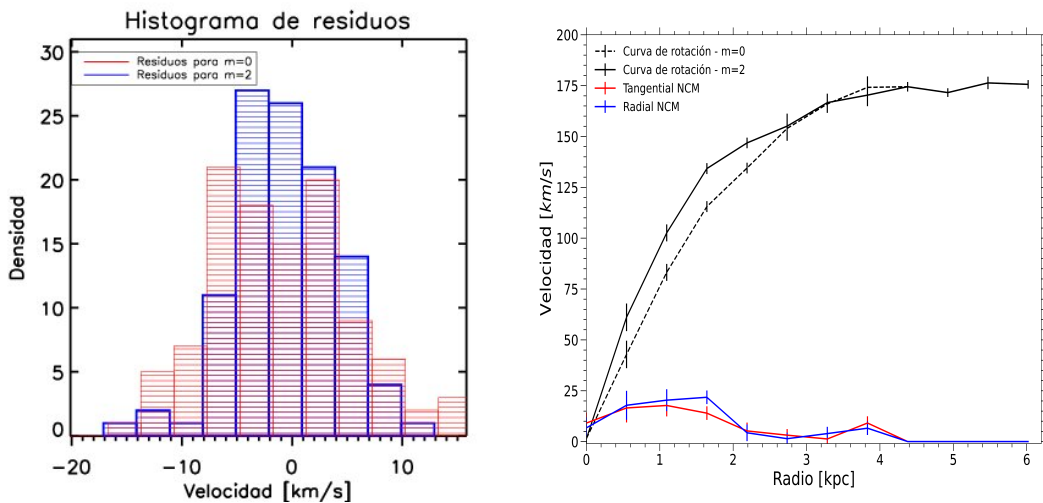


FIGURA 3.14: Histogramas de residuos y curvas de rotación resultado del análisis de la cinemática estelar de la galaxia NGC 4210. *Panel izquierdo*: comparación entre los histogramas de residuos del modelo axisimétrico (rojo) y bisimétrico (azul). *Panel derecho*: curvas de rotación para el modelo bisimétrico (línea sólida) y axisimétrico (línea segmentada). Las curvas roja y azul son la componente tangencial y radial de los movimientos no-circulares, respectivamente.

interna dominada por la barra ($< \sim 2 - 3$ kpc).

De este análisis se extrae como conclusión que, cuando la cinemática de las galaxias muestra movimientos que no siguen órbitas totalmente circulares, y los ignoramos, entonces estamos perdiendo un fracción importante del potencial gravitatorio. Este hecho nos lleva a determinaciones erróneas por ejemplo de la masa total contenida a cierto radio. Además, podría modificar la forma (pendiente, punto-cero, dispersión) de relaciones de escala que involucran parámetros cinemáticos. En los siguientes capítulos estudiamos relaciones de escala de galaxias usando la velocidad de rotación y dispersión de velocidades derivados con el análisis integrado a un radio efectivo y también usando la velocidad de rotación máxima medida en las curvas de rotación derivadas con el análisis espacialmente resuelto presentado en esta sección.

Capítulo 4

Relaciones de escala cinemáticas de galaxias de CALIFA.

En el artículo [Aquino-Ortíz et al. \(2018\)](#)¹, presentado en este capítulo, exploramos relaciones de escala cinemáticas y dinámicas de galaxias en el universo local observadas por el muestreo de CALIFA ([Sánchez et al., 2012](#)). Utilizamos la cinemática estelar y del gas ionizado de 667 galaxias observadas con la configuración V500 de CALIFA, y la cinemática estelar de 300 galaxias derivada por [Falcón-Barroso et al. \(2017\)](#). Los principales objetivos fueron: (i) explorar y calibrar la relación de escalamiento entre la masa estelar, M_* , y el parámetro de velocidad total, S_K , con datos que presentan mayor cobertura espacial y resolución física ([Sánchez et al., 2016b](#)) que estudios previos (p. ej. [Cortese et al., 2014](#)), (ii) proponer un estimador de la masa dinámica dentro del radio efectivo fácil de aplicar en grandes muestras de galaxias aunque con menos precisión que análisis más detallados (modelos dinámicos), (iii) estudiar la distribución de la masa dinámica en función de la masa estelar de galaxias, $M_{dyn} - M_*$, y (iv) comparar con una compilación de valores encontrados en la literatura y con predicciones teóricas.

Los resultados principales fueron: (i) confirmamos que las galaxias elípticas y espirales juntas siguen la relación de escala $M_* - S_{0,5}$, con una remarcable reducción de la dispersión en comparación con las relaciones individuales entre la masa estelar y la velocidad de rotación o dispersión de velocidades, (ii) presentamos un primer estimador de la masa dinámica contenida dentro del radio efectivo basados en el parámetro de velocidad total y calibrado con modelos dinámicos, (iii) la distribución de masa dinámica en función de la masa estelar está de acuerdo con la compilación de datos extraídos de la literatura y con predicciones teóricas de modelos semiempíricos, y (iv) encontramos que en el intervalo de masa estelar que va de $\sim 3 \times 10^9 M_\odot$ a $\sim 8 \times 10^{10} M_\odot$ la distribución es prácticamente lineal. Encontramos una desviación en la distribución para galaxias con masas estelares por debajo de $\sim 3 \times 10^9 M_\odot$, las cuales parecen mostrar mayor cantidad de materia oscura. En la parte de altas masas ($> \sim 8 \times 10^{10} M_\odot$) algunas galaxias de tipo temprano igualmente muestran mayor cantidad de materia oscura). Esto nos lleva a la conclusión de que las galaxias son más dominadas por materia oscura entre menos masivas son en masa estelar, al menos dentro de un radio efectivo.

¹E. Aquino-Ortíz, O. Valenzuela, S. F. Sánchez, H. Hernández-Toledo, V. Ávila-Reese, G. van de Ven, A. Rodríguez-Puebla, L. Zhu, B. Mancillas, M. Cano-Díaz. MNRAS, Volume 479, Issue 2, September 2018, Pages 2133–2146, <https://doi.org/10.1093/mnras/sty1522>

Kinematic scaling relations of CALIFA galaxies: A dynamical mass proxy for galaxies across the Hubble sequence

E. Aquino-Ortíz,¹★ O. Valenzuela,¹ S. F. Sánchez,¹ H. Hernández-Toledo,¹
V. Ávila-Reese,¹ G. van de Ven,^{2,3} A. Rodríguez-Puebla,¹ L. Zhu,² B. Mancillas,⁴
M. Cano-Díaz¹ and R. García-Benito⁵

¹ Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, A.P. 70-264, 04510 CDMX, Mexico

² Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany

³ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, D-85748 Garching b. München, Germany

⁴ LERMA, CNRS UMR 8112, Observatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, F-75014 Paris, France

⁵ Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC), PO Box 3004, E-18080 Granada, Spain

Accepted 2018 June 6. Received 2018 May 26; in original form 2018 April 25

ABSTRACT

We used ionized gas and stellar kinematics for 667 spatially resolved galaxies publicly available from the Calar Alto Legacy Integral Field Area survey (CALIFA) third Data Release with the aim of studying kinematic scaling relations as the Tully & Fisher (TF) relation using rotation velocity, V_{rot} , the Faber & Jackson (FJ) relation using velocity dispersion, σ , and also a combination of V_{rot} and σ through the S_K parameter defined as $S_K^2 = K V_{rot}^2 + \sigma^2$ with constant K . Late-type and early-type galaxies reproduce the TF and FJ relations. Some early-type galaxies also follow the TF relation and some late-type galaxies the FJ relation, but always with larger scatter. On the contrary, when we use the S_K parameter, all galaxies, regardless of the morphological type, lie on the same scaling relation, showing a tight correlation with the total stellar mass, M_* . Indeed, we find that the scatter in this relation is smaller or equal to that of the TF and FJ relations. We explore different values of the K parameter without significant differences (slope and scatter) in our final results with respect to the case $K = 0.5$ besides a small change in the zero-point. We calibrate the kinematic S_K^2 dynamical mass proxy in order to make it consistent with sophisticated published dynamical models within 0.15 dex. We show that the S_K proxy is able to reproduce the relation between the dynamical mass and the stellar mass in the inner regions of galaxies. Our result may be useful in order to produce fast estimations of the central dynamical mass in galaxies and to study correlations in large galaxy surveys.

Key words: galaxies: evolution – galaxies: fundamental parameters – galaxies: kinematics and dynamics.

1 INTRODUCTION

Galaxy scaling relations describe trends that are observed between different properties of galaxies. They are assumed to be the consequence of their formation and evolution. Probably the kinematic scaling relation most widely studied for spiral galaxies is the Tully–Fisher relation (hereafter TF) – a correlation between luminosity and rotational velocity, first reported by Tully & Fisher (1977). It was originally established as a tool to measure distances to spiral galaxies (Giovanelli et al. 1997). It has been suggested that the slope, zero-point, and tightness may have a cosmological origin

helping us to understand the formation and evolution of galaxies (Cole et al. 1994; Eisenstein & Loeb 1996; Avila-Reese, Firmani & Hernández 1998; Mo, Mao & White 1998; Courteau & Rix 1999; Firmani & Avila-Reese 2000; Navarro & Steinmetz 2000). In the local universe the TF relation is very tight (Verheijen 2001; Bekeraité et al. 2016; Ponomareva et al. 2017), locating galaxies with rising rotation curves on the low-velocity end and galaxies with declining rotation curve on the high-velocity end (Persic, Salucci & Stel 1996). The luminosity-based TF is more directly accessible, however, the amount of light measured from the stellar population is a function of passband, and therefore different TF relations emerge when observing galaxies at different wavelengths. A physically more fundamental approach instead of luminosity is based on stellar mass, M_* . The resulting TF relation is well approximated

* E-mail: eaquino@astro.unam.mx

by a single power law with small scatter at least for disc galaxies more massive than $\sim 10^{9.5} M_{\odot}$ (McGaugh et al. 2000; Bell & de Jong 2001; Avila-Reese et al. 2008). A similar correlation between the luminosity (or the stellar mass) of elliptical galaxies and the velocity dispersion in their central regions was established by Faber & Jackson (1976) (hereafter FJ). The shape and scatter of the FJ relation has been less frequently studied because its large residuals show a significant correlation with galaxy size, i.e. a third parameter within the so called fundamental plane (Djorgovski & Davis 1987; Dressler et al. 1987; Cappellari et al. 2013; Desmond & Wechsler 2017).

It is presumed that galaxy internal kinematics as tracer of the gravitational potential provide the dynamical mass. If spiral and elliptical galaxies were completely dominated by rotation velocity and velocity dispersion, respectively, the TF and FJ relations would provide insights into the connection between galaxies and their dark matter content. However, structural properties, environmental effects, or internal physical processes perturb the kinematics of late-type galaxies producing non-circular motions that under/overestimates the circular velocity (Valenzuela et al. 2007; Holmes et al. 2015; Randriamampandry et al. 2015). On the other hand, elliptical galaxies, although dominated by velocity dispersion, often present some degree of rotation (Lorenzi, Debattista & Gerhard 2006; Emsellem et al. 2007; Cappellari et al. 2011; Emsellem et al. 2011; Rong et al. 2018). Non-circular motions on disc galaxies and rotation on ellipticals may contribute to miss a fraction of the gravitational potential, modifying the scaling relations and precluding them from being directly comparable to theoretical predictions.

Weiner et al. (2006) introduced a new kinematic parameter involving a combination of rotation velocity and velocity dispersion in order to study high-redshift galaxies, where in some cases random motions were not negligible. Weiner et al. (2006) showed that such parameter provides a better proxy to the integrated line-width of galaxies emission lines than rotation velocity or velocity dispersion alone, regardless of the galaxy morphology. The parameter is defined as:

$$S_K^2 = K V_{rot}^2 + \sigma^2, \quad (1)$$

where V_{rot} is the rotation velocity, σ is the velocity dispersion, and K a constant that could be extremely complicated function of the formation history, dynamic state, and environment of galaxies. Kassin et al. (2007) found that by adopting a value of $K = 0.5$, the $S_{0.5}$ parameter presents a tight correlation with the stellar mass for a sample of galaxies at redshift $z \leq 1.2$ extracted from the All Wavelength Extended Groth Strip International Survey and the Deep Extragalactic Evolutionary Probe 2. This correlation seems to be independent of the morphological type. Other analyses, focused on the evolution of the TF relation at high redshift ($z \sim 2$), explored the $M_{*}-S_{0.5}$ relation confirming that turbulent motions might play an important dynamical role (Cresci et al. 2009; Gnerucci et al. 2011; Vergani et al. 2012; Price et al. 2016; Christensen & Hjorth 2017). Zaritsky, Zabludoff & Gonzalez (2008) provided a possible explanation of the $M_{*}-S_{0.5}$ relation as a virial one, including all galaxy evolution, geometrical and dynamical complications into the K coefficient.

Cortese et al. (2014) (hereafter C14) performed the only systematic study of this relation at low redshift ($z \leq 0.095$). They used the stellar and ionized gas kinematics integrated within one effective radius, r_e , for galaxies observed with the Sydney-AAO Multi-object Integral Field survey (SAMI, Croom et al. 2012). C14 confirmed that all galaxies, regardless of the morphological type, lie on the same kinematic scaling relation $M_{*}-S_{0.5}$ with a significant

improvement compared with the TF and FJ relations. Although the result is encouraging, the spatial covering of the observations ($1r_e$) and the coarse spatial resolution of the data may contribute to the uncertainties in a similar way as they do in HI line-width TF estimations (Ponomareva et al. 2017). Therefore, it is needed to repeat this analysis using data with better spatial resolutions and coverage.

The aim of this paper is to explore and calibrate the TF, FJ, and S_K scaling relations in the local universe for galaxies from the Calar Alto Legacy Integral Field Area survey (CALIFA, Sánchez et al. 2012). These data present a larger spatial coverage and better physical resolution (Sánchez et al. 2016c).¹ In a recent study, Gilhuly et al. (in preparation), presented an exploratory study of these relations for a limited sample of galaxies. They perform a systematic and detailed analysis of the limitations of the kinematics parameters, and in particular the velocity dispersion in the CALIFA data set. The current study would explore a larger sample, being focused on the nature of these scaling relations.

The structure of this article is as follows. In Section 2 we briefly describe the CALIFA sample, including a summary of the delivered data sets. Details of the analysis performed over the data are presented in Section 3.1. In Section 3.2 we estimate the kinematics parameters within $1r_e$, following the same methodology as C14. In Section 3.3 we perform a detailed modelling of the 2D spatially resolved velocity maps for a subsample of good quality data sets. With this modelling we estimate the possible effects of aperture and non-circular motions in disc galaxies and obtain a more precise derivation of the maximum rotational velocity, V_{max} . In Section 4, we present the main results of this study. In Section 5, we discuss the results and their physical implications and finally we summarize the main conclusions in Section 6.

2 DATA SAMPLE

We use the data provided by the CALIFA survey (Sánchez et al. 2012) that has delivered publicly available integral field spectroscopy data for 667 galaxies (Sánchez et al. 2016c), although the current samples comprises more than 700 galaxies (Sánchez et al. 2017). Details of the observational strategy and data reduction are explained in these two articles. All galaxies were observed using *PMAS* (Roth et al. 2005) in the PPaK configuration (Kelz et al. 2006), covering a hexagonal field of view (FoV) of 74 arcsec \times 64 arcsec that is sufficient to map the full optical extension of most of the galaxies up to two to three effective radii. This is possible due to the diameter selection of the CALIFA sample (Walcher et al. 2014). The final observed sample comprises galaxies of any morphological type (See Fig. 1). It covers, with a good sampling, the colour–magnitude diagram and the stellar mass distributions of the Local Universe in a representative and statistically significant way for galaxies more massive than $10^{9.5} M_{\odot}$ (Walcher et al. 2014; Sánchez et al. 2016c).

The observing strategy guarantees a complete coverage of the FoV, with a final spatial resolution of Full Width at Half Maximum (FWHM) ~ 2.5 arcsec, corresponding to ~ 1 kpc at the average redshift of the survey (García-Benito et al. 2015; Sánchez et al. 2016c). CALIFA observed the galaxies in two configurations: (i) the V500 setup, a low-resolution mode that covers a wavelength range between 3745 and 7500 Å, with a resolution of $\lambda/\Delta\lambda \sim 850$

¹Both surveys present a similar projected PSF FWHM of ~ 2.5 arcsec. However CALIFA sample galaxies observed in a considerable lower redshift and narrower redshift range.

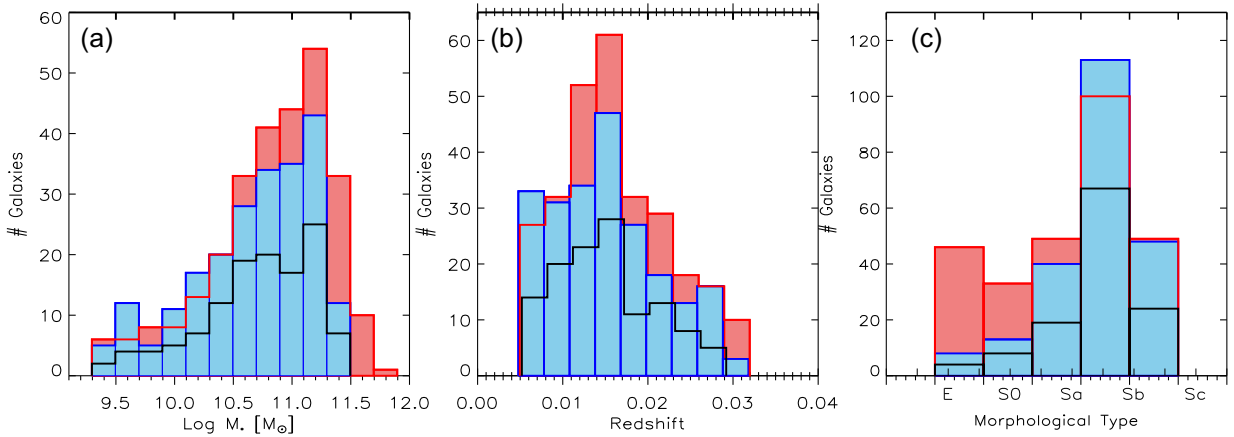


Figure 1. Galaxy Sample distributions in (a) total stellar masses, (b) redshift, and (c) morphological type. The blue and red histograms indicate galaxies with ionized gas and stellar kinematics, respectively, whereas the unfilled black histogram indicate galaxies with both, ionized gas and stellar kinematics.

(FWHM $\sim 6 \text{ \AA}$), and (ii) the V1200 setup, an intermediate resolution mode, that covers the wavelength range between 3700 and 4800 \AA , with a resolution of $\lambda/\Delta\lambda \sim 1650$ (FWHM $\sim 2.7 \text{ \AA}$). The delivered data set was reduced using version 2.2 of the CALIFA pipeline, whose modifications with respect to the previous ones (Sánchez et al. 2012; Husemann et al. 2013; García-Benito et al. 2015) are described in Sánchez et al. (2016c). The final data-product of the reduction is a data-cube comprising the spatial information in the x - and y -axis, and the spectral one in the z one. For further details of the adopted data format and the quality of the data consult Sánchez et al. (2016c).

3 ANALYSIS

We describe here the analysis performed to estimate the stellar mass distribution and the kinematics parameters for the different galaxies included in the current data set.

3.1 Spectroscopic analysis

In this paper, we use the data-products (ionized gas kinematic maps) derived for the CALIFA V500 setup data set by Pipe3D pipeline (Sánchez et al. 2016b) based on the Fit3D fitting tool (Sánchez et al. 2016a), together with the stellar line-of-sight velocity and intrinsic dispersion maps for the V1200 setup performed using pPXF by Falcón-Barroso et al. (2017).

Pipe3D models the stellar continuum adopting a multi Single Stellar Population (SSP) template library, taking into account the velocity, dispersion, and dust attenuation of the stellar populations. Then, it estimates the main properties of the nebular emission lines. The current implementation of Pipe3D adopted the GSD156 (Cid Fernandes et al. 2013) template library for the analysis of the stellar population properties. This library comprises 156 templates covering 39 stellar ages (from 1 Myr to 13 Gyr), and four metallicities ($Z/Z_{\odot} = 0.2, 0.4, 1, \text{ and } 1.5$). A spatial binning for the stellar population analysis was applied to reach a homogeneous signal-to-noise (S/N) of 50 across the FoV. The stellar population fitting was applied to the coadded spectra within each spatial bin. Finally, following the procedures described in Cid Fernandes et al. (2013) and Sánchez et al. (2016a), the stellar-population model was estimated for each spaxel by rescaling the best-fitting model within each spatial bin to the continuum flux intensity in the cor-

responding spaxel. The stellar-population model spectra are then subtracted from the original data-cube to create a gas-pure cube comprising only the ionized gas emission lines. For this pure-gas cube, the stronger emission lines were then fitted spaxel by spaxel using single Gaussian models for each emission line in each individual spectrum to derive the corresponding flux intensity and line-of-sight kinematics. In addition, the spatial distribution of the stellar mass densities and the integrated stellar masses at different apertures are recovered from the Pipe3D analysis by taking into account the decomposition in SSPs, the Mass-to-Light ratio of each of them, and the integrated light at each spaxel within the FoV. For this derivation was assumed the Salpeter Initial Mass Function (Salpeter 1955). More details of the fitting procedure, adopted dust attenuation curve, and uncertainties of the process are given in Sánchez et al. (2016a, b).

Falcón-Barroso et al. (2017) performed a detailed analysis to extract the stellar kinematics for the intermediate resolution CALIFA data (V1200 setup). The data-cubes were spatially binned with the Voronoi 2D binning method of Cappellari & Copin (2003) to achieve an approximately constant S/N of 20 per spaxel taking into account the correlation in the error spectrum of nearby spaxels (see Husemann et al. 2013 for details). This S/N value conserves a good spatial resolution while still being able to reliably estimate the line-of-sight velocity distribution. The stellar kinematics was estimated using the pPXF code of Cappellari & Emsellem (2004). The stellar templates were taken from the Indo-US spectral library (Valdes et al. 2004) with ~ 330 selected stars. The stellar rotation velocity, the velocity dispersion, and corresponding error were estimated by χ^2 minimization in pixel space as the biweight mean and standard deviations of a set of 100 Monte Carlo realizations of the fitting.

3.2 Integrated kinematics

The original data set comprises 734 galaxies for the V500 data set observed within the framework of the CALIFA survey (Sánchez et al. 2017), and the 300 galaxies for the V1200 data set described by Falcón-Barroso et al. (2017). From this data set we perform a selection of the optimal data for the proposed analysis following the methodology described by C14. First, spaxels are discarded if the error in velocities is greater than 20 km s^{-1} and 50 km s^{-1} for gaseous and stellar kinematics, respectively. This conventional cut corresponds to one third of the spectral FWHM

($\sim 6 \text{ \AA}$, i.e. $\sim 150 \text{ km s}^{-1}$) of V500 CALIFA data. Secondly, we selected only those galaxies for which at least 80 percent of the spaxels within an ellipse of semimajor axis equal to $1r_e$ fulfill this quality criterion. This criterion guarantee that we are tracing well the kinematics parameters up to $1r_e$. Finally, galaxies under merging and clear traces of interactions are discarded based on morphological distortions and the abundance of galaxy neighbors with a comparable size. Following this procedure our final sample comprise 223 galaxies with ionized gas kinematics (V500 setup), 278 with stellar kinematics (V1200 setup), and 123 with both of them.

3.2.1 Velocity dispersion: σ

Stellar velocity dispersions were estimated as the linear average of the velocity dispersion of all spaxels within the ellipse mentioned in the previous section using the velocity dispersion maps from the V1200 data set without correction for inclination. Following C14 we use linear instead of luminosity-weighted averages to be consistent with our velocity width measurements which are not luminosity-weighted. Ionized gas velocity dispersions were estimated fitting the integrated spectrum within a diameter of 5 arcsec with Pipe3D for the V500 data set using the template library described above. Regarding the determination of the stellar and gaseous velocity dispersions (up to $1r_e$), which dominate in early-type galaxies, we rely on the detailed kinematic analysis presented in Zhu et al. (2018a, b).

3.2.2 Rotation velocity: V_{rot}

Once more, we followed C14, to derive the stellar (V1200 data set) and gaseous (V500 data set) rotation velocities. They adopted the same classical procedure developed to analyse the integrated HI emission profiles in galaxies, i.e. through the width parameter, W (Mathewson, Ford & Buchhorn 1992; Vogt et al. 2004). First, a histogram is derived of the velocities estimated for all the good spaxels within the r_e . Then, it is calculated the difference between the 10th and 90th percentile points of this velocity histogram, defined as the width: $W = V_{90} - V_{10}$ (Catinella, Haynes & Giovanelli 2005). Finally, the rotation velocity is defined as:

$$V_{\text{rot}} = \frac{W}{2(1+z)\sin(i)}, \quad (2)$$

where z is the redshift and i is the galaxy inclination determined from the observed ellipticity ϵ as:

$$\cos(i) = \sqrt{\frac{(1-\epsilon)^2 - q_0^2}{1 - q_0^2}}, \quad (3)$$

with q_0 being the intrinsic axial ratio of edge-on galaxies. Following Catinella et al. (2012) and C14, we adopted $q_0 = 0.2$ for all galaxies and set the inclination to 90° edge-on if $\epsilon \geq 0.8$.

Integrated rotation velocity estimated by equation (2) is a good representation of the maximum rotation velocity, V_{max} , if the kinematics of the galaxy is axisymmetric (i.e. without non-circular motions). However, this is not always the case. Some galaxies show deviations from a pure rotational pattern due to warps, lopsidedness, arms, bars, outflows, inflows, nuclear activity, etc. (Bosma 1978; Schoenmakers, Franx & de Zeeuw 1997; Verheijen 2001; Holmes et al. 2015; Kalinova et al. 2017; Sánchez-Menguiano et al. 2017), producing non-circular motions and distorting the velocity profile (i.e. velocity histogram). In the next subsection, we try to

quantify these effects in the derivation of V_{max} by performing a more detailed analysis on a limited sample of galaxies and comparing the results.

3.3 Spatially resolved kinematics: V_{max}

Kinematic maps of spiral galaxies are often treated as being consistent with a purely circular flow pattern. This means that the kinematics of a galactic disc at a certain galactocentric radius can be described by a single tilted ring model defined by three parameters: the rotation velocity and two parameters that describe the local disc orientation with respect to some reference system (Rogstad, Lockhart & Wright 1974). Several routines exist to fit kinematic maps based on this method. The most extensively used is the ROTCUR routine (Begeman 1989), which fits a set of inclined rings to a velocity field. However, as we mentioned above, the kinematics could be affected by the presence of non-circular motions and in some cases the tilted-ring model is an oversimplification. A more precise kinematic analysis requires tools that consider non-circular motions.

Spekkens & Sellwood (2007) and Sellwood & Sánchez (2010) developed the VELFIT code specifically to characterize the non-circular motions in the kinematics of spiral galaxies expressed in a Fourier series. We used this code with some improvements (E. Aquino-Ortíz in preparation) to derive the properties of the velocity maps. This fit provides an estimate of the rotation curve, the kinematic inclination, and position angle of the galaxy, together with the amplitude of the non-circular motions as a function of radius. A bootstrap procedure is adopted to estimate the uncertainties on the derived parameters.

The current procedure is not performed over the full data set, since in many cases the kinematics present clear deviations due to external perturbations or is strongly affected by random motions. We discarded those cases whose kinematics appeared highly disturbed by the presence of large nearby companions or clear indications of being in a merging process. Therefore, we select a control sample, with good quality spatially resolved kinematics, comprising those isolated galaxies with low velocity dispersion, and inclinations in the range $30^\circ < i < 70^\circ$. This sample of galaxies, that are the best suited for modelling their velocity maps, comprises 42 galaxies for ionized gas kinematics (V500) and 92 galaxies for stellar kinematics (V1200).

The estimated rotation curves for all these galaxies present a great diversity, in agreement with previous results (Kalinova et al. 2017). For a limited fraction of galaxies (~ 10 per cent) the spatial coverage was insufficient to measure the maximum velocity, V_{max} . In order to still estimate V_{max} we follow Bekeraité et al. (2016) and parametrize the rotation curve using the formula proposed by Bertola et al. (1991):

$$v(r) = v_0 + \frac{v_c r}{(r^2 + k^2)^{\frac{\gamma}{2}}}, \quad (4)$$

where v_0 is the systemic velocity of the galaxy, v_c is a parameter governing the amplitude of the rotation curve and k describes its sharpness, and finally γ allows modelling rising or falling curves, with $\gamma = 1$ for a flat rotation curve.

4 RESULTS

Fig. 2 shows the analysed kinematic scaling relations using the total stellar mass (unless noted otherwise) and the integrated kinematics, segregated by stellar and ionized gas kinematics (upper panels) and by morphology (lower panels), respectively. In each panel is

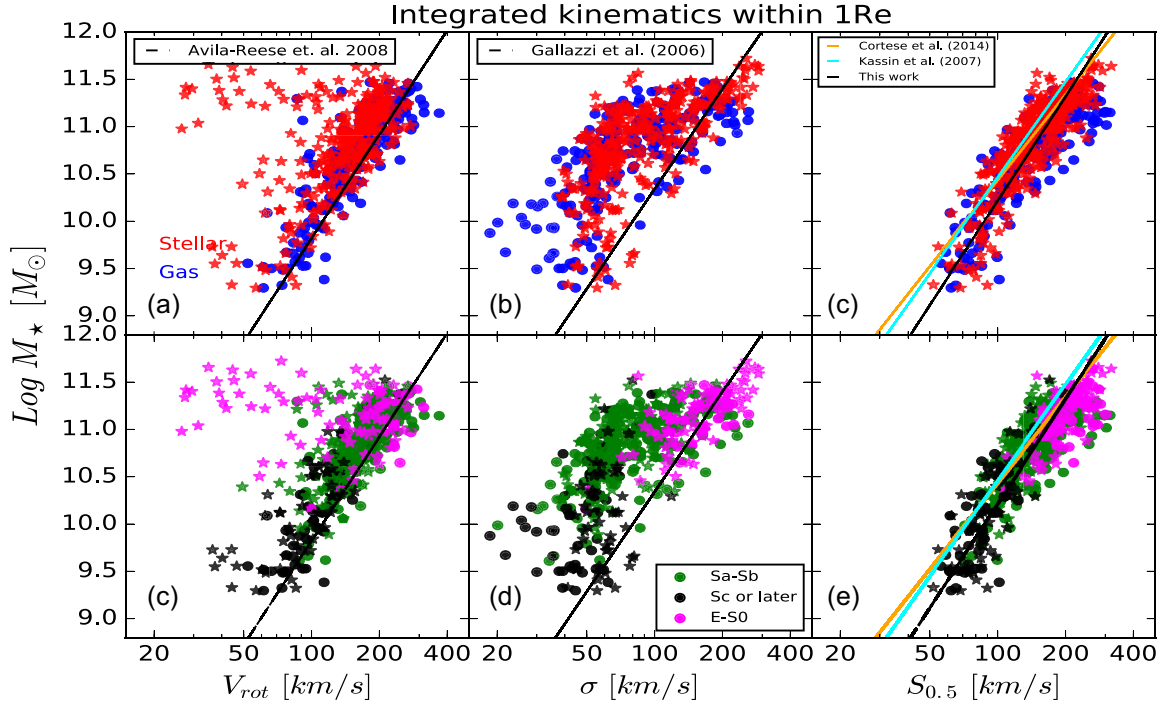


Figure 2. Kinematic scaling relations with integrated kinematics. Left-hand panel: TF relation with the black line representing the orthogonal best-fitting TF relation from Avila-Reese et al. (2008). Middle panel: FJ relation with the black line the best-fitting FJ relation from Gallazzi et al. (2006). Right-hand panel: The M_* – $S_{0.5}$ relation, cyan and yellow lines indicate the best-fitting M_* – $S_{0.5}$ relation from Kassin et al. (2007) and Cortese et al. (2014), respectively, whereas the black line represent our best-fit. *Top panels:* The red stars and blue circles represent galaxies with stellar and ionized gas kinematics. *Bottom panels:* Galaxies with different morphological types; the magenta stars indicate elliptical and lenticular galaxies, the green stars are Sa and Sb galaxies, and the black circles are Sc galaxies.

included some reference relations found by previous results, and the best-fitting relations for the M_* – $S_{0.5}$ distribution. Fig. 3 shows the same distributions for the resolved kinematics.

Table 1 summarizes the results of an orthogonal linear fit along the horizontal axis, considering the total stellar mass on the vertical axis as the independent variable, using the routines presented by Akritas & Bershady (1996), for each of the kinematic scaling relations and data set. It includes the zero-points and slopes, together with the scatter around the best-fitting relations estimated from the ‘error-in-variable’ of the corresponding fit as the standard deviation of residuals. In addition, there are listed the reference results for the TF, FJ, and $S_{0.5}$ scaling relations extracted from the literature shown in Figs 2 and 3.

4.1 TF relation

The TF relation including early type galaxies based on the integrated analysis are shown in the left-hand panels of Fig. 2. These relations show a large scatter, 0.084 dex in $\log V_{rot}$ for ionized gas kinematics and 0.20 dex for stellar kinematics. The value for ionized gas kinematics is in agreement with the one reported for the luminosity TF relation estimated by Bekeraité et al. (2016), ~ 0.09 dex, despite the fact that their study was based on a detailed analysis of the rotation velocity of a subsample of the CALIFA galaxies. In that study they analysed their velocity within a radius containing 83 per cent of all light, V_{opt} . On the other hand, our scatter for stellar kinematics is lower than the one reported by C14 for SAMI (~ 0.25 dex). The difference with this later study is not surprising because the SAMI sample is dominated by Sc low-mass galaxies, where the rotation curves are still rising at $1r_e$, being far from V_{max} , whereas

our sample is dominated by Sa and Sb galaxies (see lower panels of Fig. 2).

The left-hand panel of Fig. 3 shows the TF relation also including early-type galaxies based on the spatially resolved analysis (i.e. using V_{max}). The parameters of the best-fitting relation to these data are listed in Table 1. When adopting this improved estimation of the velocity, the scatter decreases to ~ 0.07 dex for the ionized gas kinematics, but it increases to ~ 0.24 dex for the stellar one. This later value agrees with the one reported by C14. The scatter for our stellar kinematics TF relation increases due to that late-type galaxies move to higher velocities and also for the inclusion of early-type galaxies in the relation. Such galaxies are undetected in the gas component, being the analysed sample limited to mostly late-type galaxies.

As a reference we include in Figs 2 and 3 the derivation of the stellar TF relation as presented in Avila-Reese et al. (2008).² We use their orthogonal linear fit considering the stellar mass as the independent variable. As expected, there is an offset between this classical derivation and our results for the integrated kinematics. However, for the resolved kinematics, which determines V_{max} , the offset tends to disappear, at least for the spiral galaxies.

4.2 FJ relation

Central panels of Figs 2 and 3 show the FJ distributions including late-type galaxies using the integrated kinematics sample and

²We have increased the stellar mass in Avila-Reese et al. (2008) by 0.15 dex in order to convert from diet-Salpeter to Salpeter IMF.

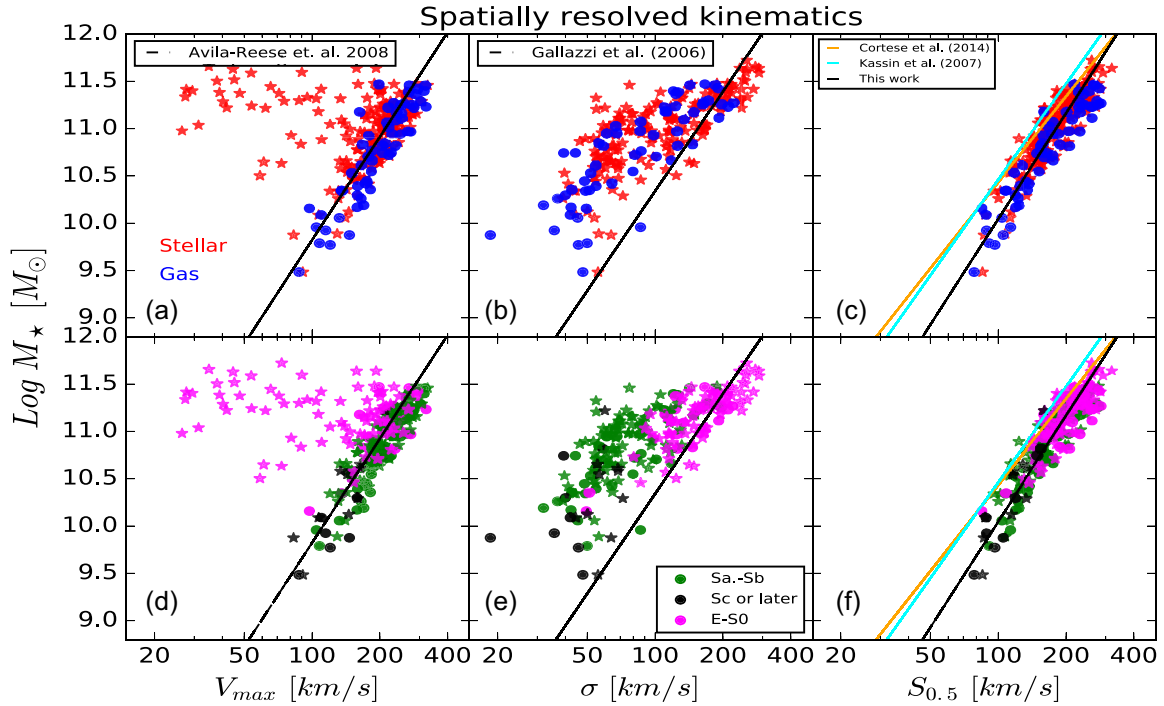


Figure 3. Kinematic scaling relations for our control sample with spatially resolved kinematics. Left-hand panel: TF with the black line as the stellar mass TF from Avila-Reese et al. (2008). Middle panel: FJ with the black line as the Gallazzi et al. (2006). Right-hand panel: The $M_{\star}-S_{0.5}$ relation, cyan and yellow lines are the best-fits of Kassin et al. (2007) and Cortese et al. (2014), respectively, whereas the black line represents our best-fit. *Top panels:* The red stars and blue circles represent galaxies with stellar and gas kinematics. *Bottom panels:* The colour-code represents different morphologies.

Table 1. Orthogonal linear fit parameters to scaling relations.

Relation	Tully–Fisher				Faber–Jackson				$S_{0.5}$	
	Galaxies	scatter	slope	zero-point	scatter	slope	zero-point	scatter	slope	zero-point
Integrated kinematics at R_e										
Gas	223	0.084	0.27 ± 0.01	-0.65 ± 0.12	0.171	0.36 ± 0.02	-2.03 ± 0.27	0.087	0.29 ± 0.01	-1.03 ± 0.12
Stellar	278	0.200	0.16 ± 0.02	0.32 ± 0.30	0.160	0.31 ± 0.03	-1.37 ± 0.25	0.075	0.26 ± 0.01	-0.67 ± 0.10
Total	501	0.171	0.20 ± 0.01	-0.01 ± 0.18	0.165	0.34 ± 0.02	-1.71 ± 0.18	0.082	0.27 ± 0.01	-0.79 ± 0.07
Cortese et al. (2014)		0.26	–	–	0.16	–	–	0.10	0.33 ± 0.01	-1.41 ± 0.08
Kassin et al. (2007)		–	–	–	–	–	–	0.10	0.34 ± 0.05	1.89 ± 0.03
Resolved kinematics, V_{max}										
Gas	59	0.07	0.25 ± 0.02	-0.41 ± 0.17	0.10	0.31 ± 0.01	-1.47 ± 0.19	0.053	0.29 ± 0.01	-0.92 ± 0.13
Stellar	167	0.24	-0.10 ± 0.09	3.34 ± 1.07	0.14	0.53 ± 0.03	-3.88 ± 0.34	0.052	0.27 ± 0.01	-0.72 ± 0.12
Total	226	0.22	0.08 ± 0.04	1.37 ± 0.48	0.13	0.44 ± 0.02	-2.79 ± 0.22	0.054	0.27 ± 0.01	-0.71 ± 0.11
Only spiral galaxies, V_{max}										
Gas	42	0.043	0.27 ± 0.01	-0.63 ± 0.15	0.076	0.35 ± 0.02	-1.84 ± 0.21	0.043	0.29 ± 0.01	-0.88 ± 0.13
Stellar	92	0.053	0.30 ± 0.02	-1.00 ± 0.02	0.091	0.35 ± 0.03	-1.94 ± 0.34	0.052	0.28 ± 0.02	-0.92 ± 0.21
Total	134	0.052	0.28 ± 0.01	-0.73 ± 0.13	0.098	0.33 ± 0.02	-1.69 ± 0.22	0.051	0.27 ± 0.01	-0.80 ± 0.13
Avila-Reese et al. (2008)		0.045	0.27 ± 0.01	-0.69 ± 0.12	–	–	–	–	–	–

Note. All scatters are estimated from the linear fit as the standard deviation of all residuals, we consider stellar mass, M_{\star} , as independent variable. $\log(V, \sigma, S_{0.5}) = a + b \log(M_{\star})$. V, σ , and $S_{0.5}$ are given in $[km s^{-1}]$, M_{\star} in M_{\odot} .

the spatially resolved one, respectively. A reference FJ relation, derived by Gallazzi et al. (2006), has been included for comparison. Our stellar FJ relations show a scatter of ~ 0.16 dex (~ 0.14 dex) and ~ 0.17 dex (~ 0.10 dex) for gaseous and stellar kinematics, respectively, for the integrated (spatially resolved) subsamples. These dispersions are similar to the ones found by C14 (~ 0.16

dex), but larger than the one reported by Gallazzi et al. (2006) (~ 0.07 dex).

On a parallel situation as the one found for the TF relation, the stellar velocity dispersions and those derived for early-type ones are more in agreement with the FJ relation than the gaseous dispersions and/or those derived for late-type galaxies.

4.3 $M_\star-S_K$ relation

The right-hand panels of Fig. 2 show the $M_\star-S_{0.5}$ distribution for the integrated kinematics segregated by gas and stellar kinematics (upper panel) and by morphology (lower panel). As a reference the $S_{0.5}$ relations, derived by C14 and Kassin et al. (2007), have been included together with the best-fitting relation derived with our own data. As in the previous cases, the best-fitting parameters for the linear regression have been included in Table 1. The distribution is clearly tighter than those of the FJ relations, with scatter very similar or lower to the one found for the TF relation (~ 0.08 dex).

The right-hand panels of Fig. 3 show the same distributions for the resolved kinematics subsample. For this control sample, the scatter decreases significantly to 0.053 dex and 0.052 dex for both the ionized gas and stellar kinematics, respectively. As we mentioned above, the slope, zero-point, and scatter of the TF and FJ relations could depend on several factors including (i) the morphology of the galaxies, (ii) the adopted shape for the rotational curve, and even (iii) the methodology used to measure both the rotational velocity and/or the velocity dispersion (see Colleen et al., for an example of the effects of the uncertainties). For the $S_{0.5}$ parameter, the dependence on morphology and the described offsets between gaseous and stellar kinematics eventually disappear. Thus, galaxies of any morphology lie on the same scaling relation in agreement with previous studies.

C14 found a good agreement in the slope of the $S_{0.5}$ relation derived using integrated kinematics up to $1r_e$ for the SAMI data set with that derived by Kassin et al. (2007) for a sample of star-forming galaxies, using the maximum rotational velocities. However, they found larger differences in the zero-point of their relations. In our analysis the behaviour is similar. The slope remains unchanged between both the integrated and resolved kinematics, with small differences compared with the ones derived by Cortese et al. (2014) and Kassin et al. (2007). However, our best-fit for the total sample (gas + stars) presents a scatter clearly lower than the one found by previous studies, being ~ 0.082 dex for the integrated kinematics and ~ 0.054 dex for the spatially resolved one. The reduction in the scatter combining rotation velocity and velocity dispersion in a single parameter, indicate that together they trace the gravitational potential than each one separately. Actually, this latter value is in agreement with the physical interpretation of Zaritsky et al. (2008).

5 DISCUSSION

We discuss here the implications of the results listed in the previous section, trying to understand how the uncertainties may affect them and the physical nature of the described relations.

5.1 Narrowing down the uncertainties

A critical challenge giving a physical interpretation to galaxy scaling relations are the uncertainties because they can potentially modify or erase the dependence between the analysed properties. We have tried to narrow down their effects by performing the analysis twice. Once using the integrated kinematics, following C14, and then, we improved the accuracy using a spatially resolved kinematic analysis. This second analysis is performed at the expenses of the statistics. We consider that this second data set is best suited to derive a more accurate $S_{0.5}$ relation.

Table 1 shows there is a clear improvement in the TF and $S_{0.5}$ relations (in most of the cases) when adopting the spatially resolved

kinematics. On the other hand, there is only a mild improvement in the FJ relation (since this relation does not involve rotation velocities). To verify the scatter we tried to reproduce the ‘classical’ TF relation using the spatially resolved kinematics. For doing so, we select only the spiral galaxies and compare their distribution in the $M_\star-V_{max}$ diagram with that of a well-established comparison sample: the compilation and homogenization presented in Avila-Reese et al. (2008). The left-hand panel of Fig. 4 shows this comparison. The parameters derived for the TF relation for both subsamples match pretty well, with very good agreement, in particular for the gas kinematics, as shown in Table 1. Therefore, the spatially resolved kinematic sample seems to be the best one to characterize the scaling relations involving rotation velocities.

Using this new subsample we derive the most precise estimation of the $M_\star-S$ relation, shown in the right-hand panel of Fig. 4. The parameters of this relation are listed in Table 1. The first result emerging from this analysis is that the scatter is of the order of the $S_{0.5}$ relation found for the completely resolved kinematics (~ 0.05 dex). Therefore, to select a better subsample in terms of the TF relation does not seem to affect the result. In other words, the inclusion of early-type galaxies affects the TF relation, but it does not affect the $S_{0.5}$ one. Another interesting result is that the scatter in this relation is very similar to that of the TF relation for the same subsample. Therefore, the inclusion of the effects of random motions does not increase the scatter, even for galaxies clearly supported by rotation.

Finally, the slope and zero-point of the $S_{0.5}$ relations found for (i) this particular subsample of galaxies that reproduces the better TF relation, (ii) the completely resolved kinematics sample, and (iii) the integrated kinematics sample, when considering both the gaseous and stellar kinematics, agree with each other. Thus, only the precision is increased by performing a detailed resolved kinematics for a TF-compatible subsample, but the general trends are the same. The result of this test suggests that our analysis is not dominated by velocity uncertainties and the early tight correlation presented by C14 and in this paper is real and not the result of the poorly constrained in velocity for dispersion-dominated systems.

5.2 S_K as a proxy of the dynamical mass

The observed kinematics of a galaxy is often used to infer the total (dynamical) mass enclosed at different radii (Persic & Salucci 1988; Zavala et al. 2003; Courteau et al. 2014; Ouellette et al. 2017). Assuming that the $M_\star-S_{0.5}$ scaling relation is a consequence of a more physical relation between the dynamical mass and the stellar mass in the inner regions, we suppose that the $S_{0.5}$ parameter traces the dynamical mass as follow:

$$M_{dyn} \propto S_{0.5}^2 \Rightarrow M_{dyn} = \eta \frac{r_r S_{0.5}^2}{G} = \eta \frac{r_r (0.5 V_{rot}^2 + \sigma^2)}{G}, \quad (5)$$

where r_r is a characteristic radius of the galaxy, G the gravitational constant, and η is a structural coefficient which encapsulate information of the shape of the galaxy, projection effects, dynamical structure, etc., in fact it can be included into the K coefficient of the $S_{0.5}^2$ parameter, however it is useful to introduce η in order to compare with former studies. Dynamical models such as Jeans Anisotropic Models (JAMs, Cappellari 2008) or Schwarzschild (Schwarzschild 1979) are considered the state-of-the-art inferences of galaxies mass distribution including dynamical enclosed mass. Cappellari et al. (2006) calibrated equation (5) for a sample of early-type galaxies from the SAURON project (Bacon et al. 2001) using the velocity dispersion instead of the $S_{0.5}$ parameter in combination with

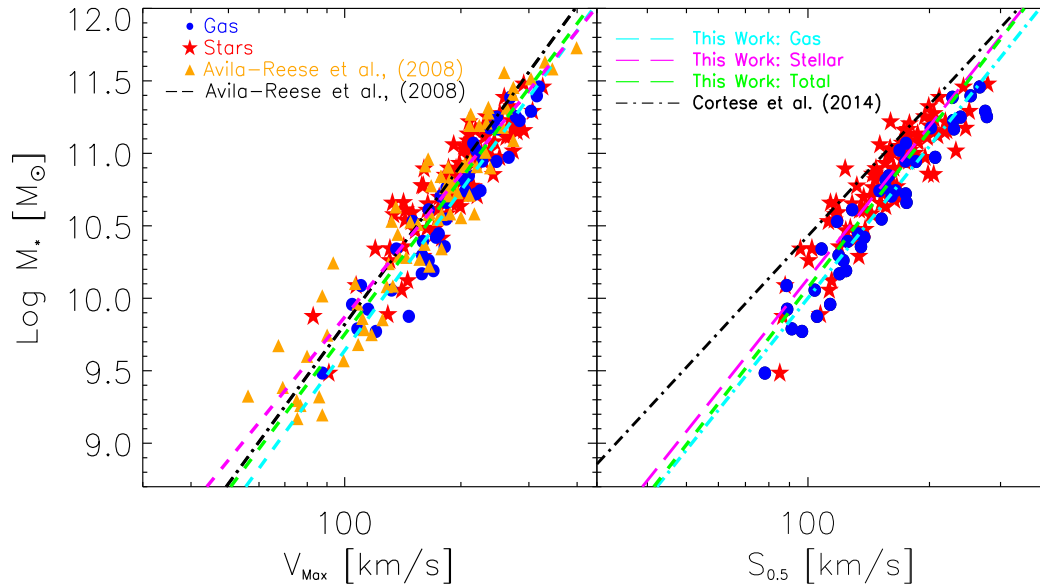


Figure 4. Scaling relations for our control subsample. The left-hand and right-hand panels show the TF and $S_{0.5}$ scaling relations, respectively. The blue and red symbols represent gaseous and stellar kinematics for galaxies with inclinations in the range $30^\circ < i < 70^\circ$. The Cyan, magenta, and green lines are the best-fits for gas, stellar, and total (gas + stellar). In the TF relation we recover in great detail the result of the data compilation from Avila-Reese et al. (2008); their masses were corrected to convert to a Salpeter IMF. It is clear that in galaxies where the random motions are negligible, the $S_{0.5}$ relation tends to be the TF.

Schwarzschild dynamical models. They found that the dynamical mass within the effective radius can be robustly recovered using a coefficient $\eta \approx 2.5$, which varies little from galaxy to galaxy.

Leung et al. (2018) performed a detailed comparison of JAMs and Schwarzschild models for 54 of the CALIFA galaxies included here. We use these dynamical masses, M_{dyn}^{JAMS} , to calibrate the equation (5) based on the $S_{0.5}$ parameter. We found that the enclosed dynamical mass within the effective radius [i.e. using r_e as the characteristic radius in equation (5)] can be robustly recovered using a single coefficient $\eta \approx 1.8$ for all the galaxies, with a narrow dispersion of 0.15 dex. To validate that calibration we compare the estimated dynamical masses by the equation (5) with those derived using dynamical models for a sample of 300 galaxies analysed by Zhu et al. (2018a, b), together with the ones by Leung et al. (2018). Fig. 5 shows the comparison between the different estimations of the dynamical masses. As expected, the agreement between the values derived using JAMs and Schwarzschild dynamical models for the galaxies studied by Leung et al. (2018) agree with each other with a low scatter of 0.08 dex. Interestingly, we still find a very good agreement using $\eta = 1.8$ between our $S_{0.5}$ derived dynamical masses and sophisticated dynamical mass estimations, with a scatter of ~ 0.15 dex. We may wonder why is the $S_{0.5}$ parameter such a good mass tracer. This is remarkable in view that, we do not systematically study IMF effects (Martín-Navarro et al. 2015) and kinematic anisotropy (Zhu et al. 2018a). The enclosed mass within r_e is an integrated quantity weakly sensitive to the specific mass and shape density profile, a similar discussion has been presented by Wolf et al. (2010) for dwarf spheroidal galaxies, only on such grounds the $S_{0.5}$ is a competitive M_{dyn} proxy.

5.3 The Dynamical-to-stellar mass relation

We explore the literature in order to compile the most recent state-of-the-art derivations of the dynamical mass in the central regions of galaxies using dynamical models. Cappellari et al. (2013) estimated

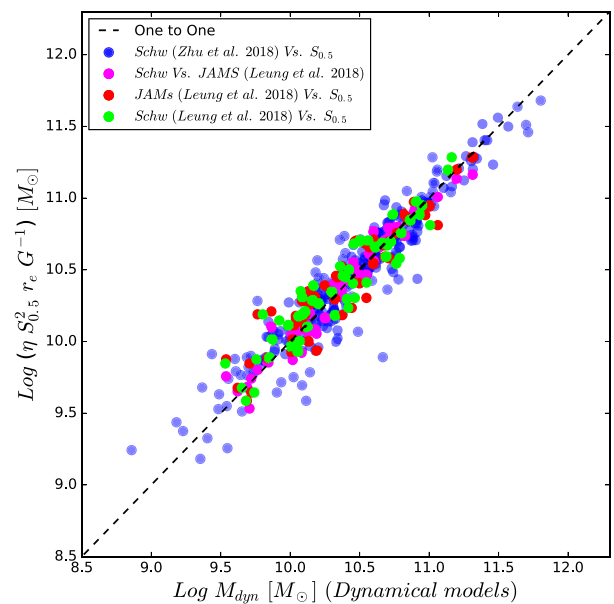


Figure 5. One-to-one relation between dynamical masses inferred from dynamical models and kinematic parameter $S_{0.5}$. The blue symbols are the comparison between the Schwarzschild models by Zhu et al. (2018a) with our estimations. The red and green symbols are the comparison between JAMs and Schwarzschild models by Leung et al. (2018) with our estimations, respectively. Both comparisons show a scatter of ~ 0.15 dex. The magenta symbols are the comparison between Schwarzschild and JAMs estimations with a scatter of 0.08 dex.

the dynamical mass within the effective radius for 258 early-type galaxies from the *ATLAS^{3D}* project (Cappellari et al. 2011) using the JAMs dynamical models and compared it with the stellar masses. Martinsson et al. (2013) performed a similar study for 24 late-type galaxies extracted from the Disc Mass survey (Bershady

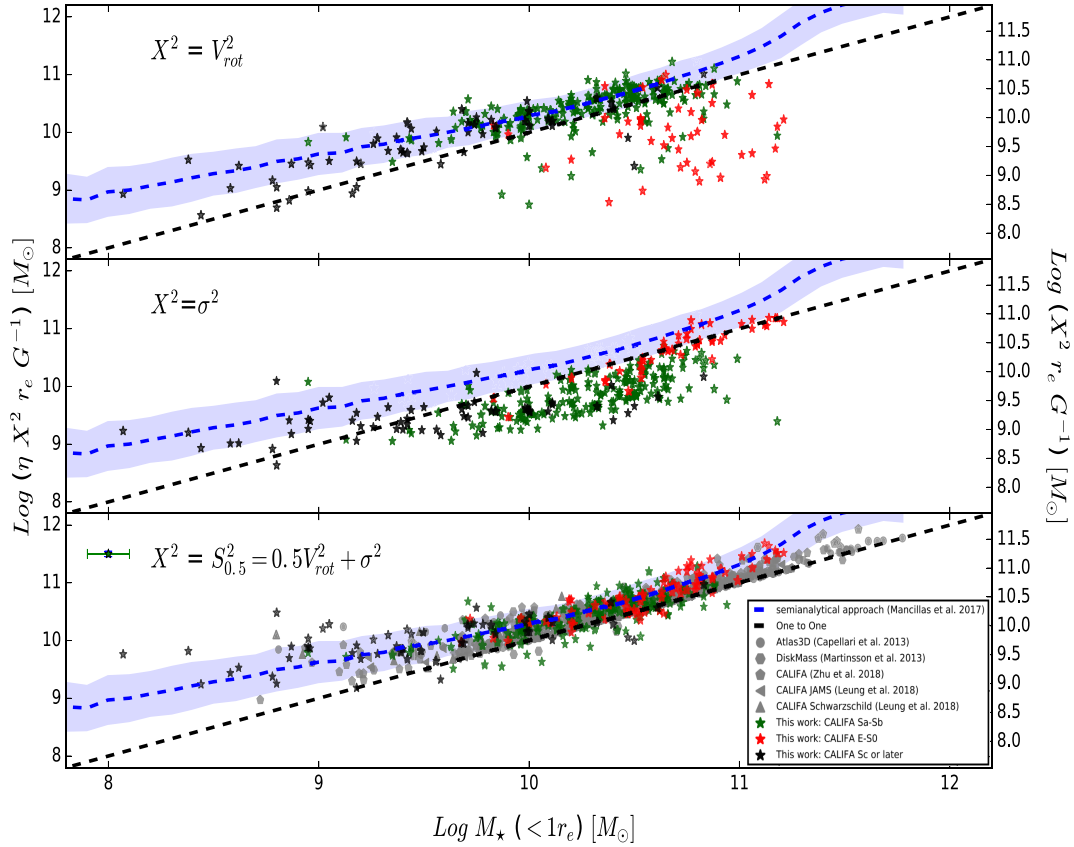


Figure 6. Accuracy of the $M_{dyn}-M_*$ relations based on the $S_{0.5}$ parameter. In the top and medium panels we assume that galaxies are rotation or velocity dispersion dominated to estimate the dynamical mass within the effective radius. The red, green, and black stars represent our CALIFA sample, whereas the grey symbols are from the literature compilation. The $S_{0.5}$ dynamical mass estimations perform better than the ones based either only on rotation or dispersion. In the bottom panel we used the $S_{0.5}$ parameter to estimate the dynamical mass using equation (5) and compare them with theoretical predictions based on detailed dynamical models. All the estimated $M_{dyn}-M_*$ relations are comparable and consistent with observations within the uncertainties. As a reference we also show the semi-empirical predictions of Mancillas et al. (2017) (blue shaded region; see text) which use $\eta = 1$ and are also consistent with our estimations.

et al. 2010). Zhu et al. (2018a, b) constructed orbit-superposition Schwarzschild models at different radii that simultaneously fit the observed surface brightness and stellar kinematics for 300 galaxies included in the CALIFA-V1200 resolution subsample studied here. In Zhu et al. (2018b) they constrained the stellar orbit distribution and found that a fraction of stars are within a plane with unperturbed orbits tracing the rotation velocity, while others are out of the plane with perturbed orbits tracing the velocity dispersion. This result implies that the kinematics in galaxies is more complex than just rotation or velocity dispersion: both components are present in all types of galaxies and should be considered to trace the potential. The bottom panel of Fig. 6 presents the comparison between the distributions of dynamical masses along the stellar ones between this compilation of data extracted from the literature and the ones derived using the equation (5) within the effective radius, based on the $S_{0.5}$ parameter with $\eta = 1.8$. In addition, we present the dynamical masses derived if we consider only the rotational velocities or the velocity dispersions.³ All these dynamical masses, derived at r_e are listed in Table A1. We observe a clear offset and a large scatter between our dynamical masses and those derived using detailed models when we use only rotation velocity (mostly

for ellipticals) or velocity dispersion (mostly for spirals). However, when we use the dynamical mass proxy based on the $S_{0.5}$ parameter, the distribution along the stellar mass is in agreement with the results extracted from the literature. Thus, it seems that the $S_{0.5}$ parameter is indeed a good proxy for calculating the dynamical mass.

Our distribution of $M_{dyn}-M_*$ follows a linear and nearly one-to-one relation for masses in the range $3 \times 10^9 \lesssim M_* [M_\odot] \lesssim 5 \times 10^{10}$. The fact that for some galaxies (both from our sample and from other works), the stellar mass seems to be higher than the dynamical one shows the presence of several systematic uncertainties both in the stellar and dynamical mass determinations. Within these uncertainties, what we learn from Fig. 6 is that in the above-mentioned mass range luminous matter strongly dominates within $1r_e$. Below $\sim 3 \times 10^9 M_\odot$ there is a clear deviation, with galaxies showing larger dynamical masses than their stellar masses, which indicates that in the low-mass regime galaxies are more dark matter dominated as less massive they are, even within the effective radius. In the high-mass end, there is some weak evidence of a deviation, with the few E/S0 galaxies at these masses showing again larger dynamical masses than their stellar masses. This difference could be due to more bottom-heavy IMF (Lyubenova et al. 2016) and/or due to the contribution of dark matter.

³Corrections for different adopted values for the effective radius and IMFs offset have been considered when required.

Both our data and literature collected ones show similar trends. Indeed, this result is predicted by different theoretical studies, including hydrodynamical cosmological simulations (Oman et al. 2015) from the Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments project (Crain et al. 2015; Schaye et al. 2015), and semi-empirical modelling approaches (Mancillas et al. 2017). We include the latter theoretical predictions for comparison in Fig. 6. In Mancillas et al. (2017), a population of galaxies with bulge-to-disc mass ratios lower than ~ 0.7 was generated by loading the bulge/disc systems into Lambda cold dark matter haloes, taking into account the adiabatic contraction of the inner halo by the baryons. The modelled population reproduces well the TF relation, radius-mass, B/T -mass, and gas-to-stellar mass relations, and by construction follows the stellar-to-halo ($M_{\star}-M_{vir}$) relation constrained from a semi-empirical approach for blue galaxies (Rodríguez-Puebla et al. 2015). The predicted inner mass distributions, in particular the stellar-to-dynamical masses within $1r_e$, inherit partially the shape of the latter relation, which bends to lower M_{\star}/M_{vir} ratios both at lower and higher masses. This explains the bends seen for the predictions in Fig. 6 (dashed blue line and shadow region around it). It is encouraging that our observational inferences based on the $S_{0.5}$ parameter agree with these predictions, showing the possibility to attain a connection between the inner galaxy dynamics of the local galaxy population and the properties of the cosmological dark matter haloes.

6 CONCLUSIONS

Originally the S_K parameter was introduced as a tool to deal with galaxies difficult to classify or with high amount of velocity dispersion like clumpy high-redshift galaxies. The remarkable reduction of scatter in the $S_{0.5}$ relationship compared with TF and FJ relations found by previous studies (Cortese et al. 2014) and confirmed with higher accuracy by our study, points towards a more complex internal kinematics in galaxies even in the local Universe: non-circular motions in disc galaxies and some amount of rotation in elliptical galaxies.

In summary, we demonstrate that (i) the $M_{\star}-S_{0.5}$ is a tighter correlation than the TF relation or the FJ relation when galaxies of all morphological types are considered, and (ii) this relation is a consequence of $S_{0.5}$ being a proxy of the dynamical mass and the relation between this later parameter with the stellar mass. Finally, we propose a simple but competitive procedure to estimate the dynamical mass in galaxies, easier to apply to massive surveys than more detailed analysis, although with lower precision.

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank the support by CONACYT grant CB-285080. OV and EA acknowledge support from the PAPIIT grant IN112518. S.F.S. thank PAPIIT-DGAPA-IA101217 (UNAM) project. We would like to thank Damian Mast for his valuable job observing the CALIFA galaxies. Many thanks to Gigi Y. C. Leung from the Max Planck Institute for Astronomy for providing us the stellar and dynamical masses from dynamical models for the 54 galaxies from her study. GvdV acknowledges funding from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under grant agreement No 724857 (Consolidator Grant ArcheoDyn).

This study uses data provided by the CALIFA survey (<http://cali fa.caha.es/>).

CALIFA is the first legacy survey performed at Calar Alto. The CALIFA collaboration would like to thank the IAA-CSIC and MPIA-MPG as major partners of the observatory, and CAHA itself, for the unique access to telescope time and support in manpower and infrastructures. The CALIFA collaboration also thanks the CAHA staff for the dedication to this project.

Based on observations collected at the Centro Astronómico Hispano Alemán (CAHA) at Calar Alto, operated jointly by the Max-Planck-Institut für Astronomie and the Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC).

REFERENCES

- Akritis M. G., Bershadly M. A., 1996, *ApJ*, 470, 706
 Avila-Reese V., Firmani C., Hernández X., 1998, *ApJ*, 505, 37
 Avila-Reese V., Zavala J., Firmani C., Hernández-Toledo H. M., 2008, *AJ*, 136, 1340
 Bacon R. et al., 2001, *MNRAS*, 326, 23
 Begeman K. G., 1989, *A&A*, 223, 47
 Bekeraïté S. et al., 2016, *A&A*, 593, A114
 Bell E. F., de Jong R. S., 2001, *ApJ*, 550, 212
 Bershadly M. A., Verheijen M. A. W., Swaters R. A., Andersen D. R., Westfall K. B., Martinsson T., 2010, *ApJ*, 716, 198
 Bertola F., Bettoni D., Danziger J., Sadler E., Sparke L., de Zeeuw T., 1991, *ApJ*, 373, 369
 Bosma A., 1978, PhD thesis, Groningen Univ.
 Cappellari M., 2008, *MNRAS*, 390, 71
 Cappellari M., Copin Y., 2003, *MNRAS*, 342, 345
 Cappellari M., Emsellem E., 2004, *PASP*, 116, 138
 Cappellari M. et al., 2006, *MNRAS*, 366, 1126
 Cappellari M. et al., 2011, *MNRAS*, 416, 1680
 Cappellari M. et al., 2013, *MNRAS*, 432, 1709
 Catinella B., Haynes M. P., Giovanelli R., 2005, *AJ*, 130, 1037
 Catinella B. et al., 2012, *MNRAS*, 420, 1959
 Christensen L., Hjorth J., 2017, *MNRAS*, 470, 2599
 Cid Fernandes R. et al., 2013, *A&A*, 557, A86
 Cole S., Aragon-Salamanca A., Frenk C. S., Navarro J. F., Zepf S. E., 1994, *MNRAS*, 271, 781
 Cortese L. et al., 2014, *ApJ*, 795, L37
 Courteau S., Rix H.-W., 1999, *ApJ*, 513, 561
 Courteau S. et al., 2014, *Rev. Mod. Phys.*, 86, 47
 Crain R. A. et al., 2015, *MNRAS*, 450, 1937
 Cresci G. et al., 2009, *ApJ*, 697, 115
 Croom S. M. et al., 2012, *MNRAS*, 421, 872
 Desmond H., Wechsler R. H., 2017, *MNRAS*, 465, 820
 Djorgovski S., Davis M., 1987, *ApJ*, 313, 59
 Dressler A., Lynden-Bell D., Burstein D., Davies R. L., Faber S. M., Terlevich R., Wegner G., 1987, *ApJ*, 313, 42
 Eisenstein D. J., Loeb A., 1996, *ApJ*, 459, 432
 Emsellem E. et al., 2007, *MNRAS*, 379, 401
 Emsellem E. et al., 2011, *MNRAS*, 414, 888
 Faber S. M., Jackson R. E., 1976, *ApJ*, 204, 668
 Falcón-Barroso J. et al., 2017, *A&A*, 597, A48
 Firmani C., Avila-Reese V., 2000, *MNRAS*, 315, 457
 Gallazzi A., Charlot S., Brinchmann J., White S. D. M., 2006, *MNRAS*, 370, 1106
 García-Benito R. et al., 2015, *A&A*, 576, A135
 Giovanelli R., Haynes M. P., Herter T., Vogt N. P., da Costa L. N., Freudling W., Salzer J. J., Wegner G., 1997, *AJ*, 113, 53
 Gnerucci A. et al., 2011, *A&A*, 528, A88
 Holmes L. et al., 2015, *MNRAS*, 451, 4397
 Husemann B. et al., 2013, *A&A*, 549, A87
 Kalinova V. et al., 2017, *MNRAS*, 469, 2539
 Kassin S. A. et al., 2007, *ApJ*, 660, L35
 Kelz A. et al., 2006, *PASP*, 118, 129
 Leung G. Y. C. et al., 2018, *MNRAS*, 477, 254

Lorenzi . D., Debattista V. P., Gerhard O. E., 2006, in Stanghellini L., Walsh J. R., Douglas N. G., eds, Planetary Nebulae Beyond the Milky Way. p. 311

Lyubenova M. et al., 2016, *MNRAS*, 463, 3220

Mancillas B., Ávila-Reese V., Rodríguez-Puebla A., Valls-Gabaud D., 2017, in Galaxy Evolution Across Time, Proceedings of a conference held 12-16 June, 2017 in Paris. p. 92

Martinsson T. P. K., Verheijen M. A. W., Westfall K. B., Bershadsky M. A., Andersen D. R., Swaters R. A., 2013, *A&A*, 557, A131

Martín-Navarro I. et al., 2015, *ApJ*, 806, L31

Mathewson D. S., Ford V. L., Buchhorn M., 1992, *ApJS*, 81, 413

McGaugh S. S., Schombert J. M., Bothun G. D., de Blok W. J. G., 2000, *ApJ*, 533, L99

Mo H. J., Mao S., White S. D. M., 1998, *MNRAS*, 295, 319

Navarro J. F., Steinmetz M., 2000, *ApJ*, 538, 477

Oman K. A. et al., 2015, *MNRAS*, 452, 3650

Ouellette N. N.-Q. et al., 2017, *ApJ*, 843, 74

Persic M., Salucci P., 1988, *MNRAS*, 234, 131

Persic M., Salucci P., Stel F., 1996, *MNRAS*, 281, 27

Ponomareva A. A., Verheijen M. A. W., Peletier R. F., Bosma A., 2017, *MNRAS*, 469, 2387

Price S. H. et al., 2016, *ApJ*, 819, 80

Randriamampandry T. H., Combes F., Carignan C., Deg N., 2015, *MNRAS*, 454, 3743

Rodríguez-Puebla A., Avila-Reese V., Yang X., Foucaud S., Drory N., Jing Y. P., 2015, *ApJ*, 799, 130

Rogstad D. H., Lockhart I. A., Wright M. C. H., 1974, *ApJ*, 193, 309

Rong Yu, 2018, *MNRAS*, 477, 230

Roth M. M. et al., 2005, *PASP*, 117, 620

Salpeter E. E., 1955, *ApJ*, 121, 161

Schaye J. et al., 2015, *MNRAS*, 446, 521

Schoenmakers R. H. M., Franx M., de Zeeuw P. T., 1997, *MNRAS*, 292, 349

Schwarzschild M., 1979, *ApJ*, 232, 236

Sellwood J. A., Sánchez R. Z., 2010, *MNRAS*, 404, 1733

Spekkens K., Sellwood J. A., 2007, *ApJ*, 664, 204

Sánchez-Menguiano L. et al., 2017, *A&A*, 603, A113

Sánchez S. F. et al., 2012, *A&A*, 538, A8

Sánchez S. F. et al., 2016a, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 52, 21

Sánchez S. F. et al., 2016b, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 52, 171

Sánchez S. F. et al., 2016c, *A&A*, 594, A36

Sánchez S. F. et al., 2017, *MNRAS*, 469, 2121

Tully R. B., Fisher J. R., 1977, *A&A*, 54, 661

Valdes F., Gupta R., Rose J. A., Singh H. P., Bell D. J., 2004, *ApJS*, 152, 251

Valenzuela O., Rhee G., Klypin A., Governato F., Stinson G., Quinn T., Wadsley J., 2007, *ApJ*, 657, 773

Vergani D. et al., 2012, *A&A*, 546, A118

Verheijen M. A. W., 2001, *ApJ*, 563, 694

Vogt N. P., Haynes M. P., Herter T., Giovanelli R., 2004, *AJ*, 127, 3273

Walcher C. J. et al., 2014, *A&A*, 569, A1

Weiner B. J. et al., 2006, *ApJ*, 653, 1027

Wolf J., Martinez G. D., Bullock J. S., Kaplinghat M., Geha M., Muñoz R. R., Simon J. D., Avedo F. F., 2010, *MNRAS*, 406, 1220

Zaritsky D., Zabludoff A. I., Gonzalez A. H., 2008, *ApJ*, 682, 68

Zavala J., Avila-Reese V., Hernández-Toledo H., Firmani C., 2003, *A&A*, 412, 633

Zhu L. et al., 2018a, *Nature Astron.*, 2, 233

Zhu L. et al., 2018b, *MNRAS*, 473, 3000

APPENDIX A: STELLAR AND DYNAMICAL MASSES

Dynamical masses were estimated within $1r_e$ using equation (5)

Table A1. Stellar masses and dynamical masses within the effective radius.

Name	M_* [M_\odot]	M_{dyn} [M_\odot]	r_e [arcsec]
(1)	(2)	(3)	(4)
IC5376	10.16 ± 0.10	10.53 ± 0.04	11.62
NGC 0036	10.76 ± 0.09	10.82 ± 0.02	19.34
UGC00148	9.71 ± 0.09	10.26 ± 0.06	13.54
MCG-02-02-030	10.00 ± 0.09	10.25 ± 0.03	13.86
UGC00005	10.62 ± 0.09	10.78 ± 0.01	14.45
NGC 7819	10.00 ± 0.08	10.14 ± 0.03	15.02
UGC00029	10.93 ± 0.10	11.19 ± 0.04	12.79
IC1528	10.04 ± 0.09	10.16 ± 0.03	16.95
NGC 7824	10.64 ± 0.09	10.75 ± 0.12	9.64
UGC00312	9.75 ± 0.09	10.57 ± 0.07	13.28
MCG-02-02-040	9.44 ± 0.09	10.11 ± 0.05	11.62
UGC00335NED02	10.43 ± 0.10	10.72 ± 0.04	16.64
NGC 0216	8.78 ± 0.09	9.38 ± 0.08	13.22
NGC 0214	10.66 ± 0.09	10.46 ± 0.04	14.88
NGC 0217	10.37 ± 0.09	10.83 ± 0.01	20.44
NGC 0237	10.11 ± 0.09	10.01 ± 0.05	11.05
NGC 0234	10.50 ± 0.08	10.00 ± 0.04	17.36
MCG-02-03-015	10.94 ± 0.10	10.62 ± 0.02	11.56
NGC 0257	10.61 ± 0.09	10.57 ± 0.02	15.10
NGC 0364	10.36 ± 0.09	10.66 ± 0.01	9.04
NGC 0429	10.09 ± 0.09	10.38 ± 0.04	7.14
IC1652	10.21 ± 0.09	10.27 ± 0.05	10.62
NGC 0447	10.55 ± 0.09	10.71 ± 0.05	18.56
NGC 0444	9.71 ± 0.10	10.22 ± 0.04	17.37
UGC00809	9.02 ± 0.08	10.21 ± 0.03	11.01
UGC00841	9.73 ± 0.11	10.28 ± 0.05	13.73
NGC 0477	10.39 ± 0.09	10.54 ± 0.03	18.58
IC1683	10.31 ± 0.09	10.18 ± 0.03	9.97
NGC 0499	10.64 ± 0.08	11.01 ± 0.03	13.16
NGC 0496	10.40 ± 0.11	10.30 ± 0.03	16.47
NGC 0504	9.72 ± 0.10	10.38 ± 0.03	8.53
NGC 0517	10.13 ± 0.10	10.40 ± 0.03	7.52
UGC00987	10.33 ± 0.09	10.40 ± 0.03	10.95
NGC 0528	10.46 ± 0.10	10.59 ± 0.02	9.01
NGC 0529	10.63 ± 0.09	10.84 ± 0.05	11.75
NGC 0551	10.33 ± 0.10	10.46 ± 0.04	14.37
UGC01057	10.11 ± 0.10	10.31 ± 0.03	11.00
UGC01271	10.28 ± 0.10	10.47 ± 0.04	8.17
NGC 0681	9.99 ± 0.08	10.28 ± 0.04	23.63
NGC 0741	11.17 ± 0.09	11.56 ± 0.02	25.68
NGC 0755	9.18 ± 0.08	9.91 ± 0.09	19.11
IC1755	10.43 ± 0.09	10.95 ± 0.01	13.50
NGC 0768	10.39 ± 0.08	10.67 ± 0.02	15.59
NGC 0774	10.50 ± 0.10	10.54 ± 0.03	13.31
NGC 0776	10.53 ± 0.08	10.07 ± 0.04	13.28
NGC 0781	11.18 ± 0.09	10.07 ± 0.04	8.99
NGC 0810	10.77 ± 0.10	11.39 ± 0.02	13.56
NGC 0825	8.95 ± 0.10	9.79 ± 0.03	2.02
NGC 0932	10.64 ± 0.09	10.47 ± 0.04	16.43
NGC 1056	9.87 ± 0.09	9.55 ± 0.07	7.90
NGC 1060	11.13 ± 0.09	11.40 ± 0.03	20.46
UGC02222	10.51 ± 0.10	10.47 ± 0.03	8.36
UGC02229	10.68 ± 0.09	10.96 ± 0.02	11.77
NGC 1093	10.23 ± 0.08	10.31 ± 0.02	8.50
UGC02403	10.21 ± 0.09	10.24 ± 0.02	11.71
NGC 1167	10.99 ± 0.09	11.04 ± 0.01	21.55
NGC 1349	10.87 ± 0.09	10.83 ± 0.02	14.13
NGC 1542	9.99 ± 0.10	10.24 ± 0.03	9.53
NGC 1645	10.43 ± 0.10	10.76 ± 0.01	14.09
UGC03151	10.41 ± 0.10	10.56 ± 0.03	15.50
NGC 1677	9.20 ± 0.08	9.68 ± 0.10	8.59
IC2101	9.82 ± 0.10	10.26 ± 0.05	14.10

Table A1 – continued

Name	M_* [M_\odot]	M_{dyn} [M_\odot]	r_e [arcsec]
(1)	(2)	(3)	(4)
UGC03253	10.07 ± 0.09	10.31 ± 0.02	12.67
NGC 2253	9.79 ± 0.10	9.59 ± 0.03	4.08
UGC03539	9.26 ± 0.08	10.02 ± 0.04	13.67
NGC 2347	10.50 ± 0.09	10.58 ± 0.03	13.78
UGC03899	8.95 ± 0.10	9.88 ± 0.08	9.55
UGC00036	10.45 ± 0.09	10.71 ± 0.01	10.05
NGC 0001	10.42 ± 0.09	10.19 ± 0.04	9.18
NGC 0023	10.83 ± 0.08	10.59 ± 0.06	10.78
NGC 2410	10.49 ± 0.09	10.76 ± 0.02	17.91
UGC03944	9.57 ± 0.12	10.00 ± 0.03	11.79
UGC03969	10.34 ± 0.11	10.70 ± 0.01	11.16
UGC03995	10.64 ± 0.09	10.74 ± 0.02	21.78
NGC 2449	10.30 ± 0.09	10.58 ± 0.01	12.86
UGC04029	10.09 ± 0.08	10.39 ± 0.01	14.97
IC0480	9.42 ± 0.10	10.19 ± 0.02	11.49
NGC 2476	10.36 ± 0.11	10.37 ± 0.05	7.99
NGC 2480	8.86 ± 0.10	9.69 ± 0.10	10.82
NGC 2481	9.68 ± 0.10	9.97 ± 0.03	7.54
NGC 2486	10.43 ± 0.09	10.51 ± 0.03	12.96
NGC 2487	10.51 ± 0.08	10.36 ± 0.04	18.81
UGC04132	10.40 ± 0.10	10.70 ± 0.02	13.18
UGC04145	10.01 ± 0.11	10.34 ± 0.03	7.93
NGC 2513	10.71 ± 0.08	11.21 ± 0.02	19.23
UGC04197	9.82 ± 0.10	10.57 ± 0.03	14.93
NGC 2540	10.31 ± 0.10	10.48 ± 0.02	15.42
UGC04280	9.76 ± 0.09	10.11 ± 0.05	11.18
IC2247	10.30 ± 0.09	10.53 ± 0.02	16.30
UGC04308	9.99 ± 0.08	10.15 ± 0.03	21.43
NGC 2553	10.21 ± 0.09	10.52 ± 0.03	8.52
NGC 2554	10.79 ± 0.09	10.87 ± 0.01	17.50
NGC 2592	9.83 ± 0.10	10.04 ± 0.01	7.62
NGC 2604	9.28 ± 0.10	9.77 ± 0.08	20.19
NGC 2639	10.41 ± 0.08	10.70 ± 0.01	13.36
UGC04722	8.07 ± 0.12	9.76 ± 0.05	17.59
NGC 2730	9.68 ± 0.08	9.96 ± 0.03	14.56
NGC 2880	9.90 ± 0.08	9.98 ± 0.01	13.71
IC2487	10.00 ± 0.10	10.45 ± 0.02	16.77
IC0540	9.35 ± 0.10	9.74 ± 0.03	14.88
NGC 2906	9.94 ± 0.08	10.10 ± 0.02	15.23
NGC 2916	10.40 ± 0.08	10.55 ± 0.02	20.60
UGC05108	10.48 ± 0.10	10.81 ± 0.03	9.58
NGC 2918	10.71 ± 0.10	10.93 ± 0.02	9.32
UGC05113	10.19 ± 0.10	10.71 ± 0.02	8.91
NGC 3106	10.83 ± 0.08	10.77 ± 0.03	17.30
NGC 3057	8.80 ± 0.09	9.26 ± 0.09	18.08
UGC05498NED01	9.71 ± 0.11	10.67 ± 0.02	10.52
NGC 3158	11.14 ± 0.10	11.64 ± 0.03	22.29
NGC 3160	10.28 ± 0.10	10.76 ± 0.01	12.77
UGC05598	9.84 ± 0.10	10.15 ± 0.04	11.40
NGC 3300	10.10 ± 0.10	10.30 ± 0.01	13.31
NGC 3303	10.63 ± 0.10	10.75 ± 0.03	9.24
UGC05771	10.54 ± 0.10	10.81 ± 0.03	8.01
NGC 3381	9.18 ± 0.07	9.18 ± 0.10	14.84
UGC05990	8.44 ± 0.12	9.24 ± 0.09	9.36
UGC06036	10.32 ± 0.10	10.94 ± 0.02	11.16
IC0674	10.53 ± 0.09	10.84 ± 0.02	11.48
UGC06312	10.55 ± 0.09	10.80 ± 0.02	12.77
NGC 3615	10.87 ± 0.09	11.10 ± 0.03	10.85
NGC 3687	9.99 ± 0.08	9.75 ± 0.04	15.42
NGC 3811	10.16 ± 0.09	10.08 ± 0.04	14.71
NGC 3815	9.90 ± 0.08	10.12 ± 0.03	8.81
NGC 3994	10.09 ± 0.10	10.27 ± 0.05	7.14

Table A1 – continued

Name	M_* [M_\odot]	M_{dyn} [M_\odot]	r_e [arcsec]
(1)	(2)	(3)	(4)
NGC 4003	10.48 ± 0.09	10.52 ± 0.05	9.41
UGC07012	9.39 ± 0.08	9.79 ± 0.10	11.88
NGC 4047	10.34 ± 0.09	10.41 ± 0.11	14.79
UGC07145	9.96 ± 0.10	10.38 ± 0.02	11.75
NGC 4149	9.70 ± 0.10	10.35 ± 0.04	11.48
NGC 4185	10.20 ± 0.08	10.51 ± 0.02	22.60
NGC 4210	9.85 ± 0.10	9.97 ± 0.02	16.92
NGC 4470	9.58 ± 0.09	9.33 ± 0.07	11.54
NGC 4644	10.11 ± 0.09	10.40 ± 0.02	14.27
NGC 4711	9.97 ± 0.08	10.18 ± 0.02	12.28
NGC 4816	10.75 ± 0.09	11.29 ± 0.03	20.36
NGC 4841A	10.82 ± 0.09	11.29 ± 0.05	13.68
NGC 4874	11.12 ± 0.09	11.68 ± 0.02	38.42
UGC08107	10.80 ± 0.09	11.29 ± 0.03	17.66
NGC 4956	10.53 ± 0.09	10.35 ± 0.03	8.68
NGC 4961	9.42 ± 0.09	9.68 ± 0.06	9.74
UGC08231	9.05 ± 0.11	10.28 ± 0.06	16.86
UGC08234	10.62 ± 0.10	10.51 ± 0.02	5.53
NGC 5000	10.22 ± 0.09	10.02 ± 0.04	10.18
NGC 5016	9.98 ± 0.10	10.00 ± 0.03	15.29
NGC 5029	10.86 ± 0.10	11.40 ± 0.03	15.45
NGC 5056	10.32 ± 0.08	10.30 ± 0.05	13.77
NGC 5205	9.43 ± 0.09	9.78 ± 0.04	16.41
NGC 5216	10.08 ± 0.08	10.33 ± 0.06	15.28
NGC 5218	10.15 ± 0.09	10.23 ± 0.01	12.30
UGC08733	8.96 ± 0.10	9.86 ± 0.04	19.90
IC0944	10.46 ± 0.11	10.84 ± 0.02	9.80
UGC08778	9.65 ± 0.10	10.08 ± 0.04	11.90
UGC08781	10.59 ± 0.08	10.70 ± 0.04	12.01
NGC 5378	10.04 ± 0.08	10.22 ± 0.03	19.29
NGC 5406	10.46 ± 0.08	10.70 ± 0.01	14.93
NGC 5480	9.56 ± 0.09	9.64 ± 0.06	17.41
NGC 5485	10.20 ± 0.08	10.48 ± 0.02	21.81
UGC09067	10.51 ± 0.09	10.69 ± 0.03	11.26
NGC 5520	9.63 ± 0.10	9.89 ± 0.03	11.87
NGC 5614	10.73 ± 0.08	10.67 ± 0.04	15.67
NGC 5631	10.20 ± 0.08	10.29 ± 0.03	17.44
NGC 5633	9.91 ± 0.09	9.93 ± 0.04	12.93
NGC 5630	9.37 ± 0.09	9.90 ± 0.05	13.78
NGC 5657	9.97 ± 0.10	10.13 ± 0.04	11.59
NGC 5682	8.87 ± 0.09	9.89 ± 0.10	19.63
NGC 5720	10.58 ± 0.10	10.66 ± 0.02	11.87
NGC 5732	9.77 ± 0.10	10.07 ± 0.06	12.28
UGC09476	9.78 ± 0.10	9.91 ± 0.03	15.46
UGC09537	10.57 ± 0.09	11.20 ± 0.05	15.76
UGC09542	9.98 ± 0.10	10.31 ± 0.03	12.89
NGC 5784	10.75 ± 0.08	10.88 ± 0.02	11.91
NGC 5797	10.47 ± 0.09	10.49 ± 0.02	13.71
IC1079	10.91 ± 0.10	11.23 ± 0.03	19.34
UGC09665	9.44 ± 0.10	9.88 ± 0.04	11.61
NGC 5876	10.19 ± 0.09	10.67 ± 0.01	15.05
NGC 5888	10.68 ± 0.10	10.99 ± 0.01	12.07
NGC 5908	10.28 ± 0.08	10.71 ± 0.01	14.60
NGC 5930	10.13 ± 0.08	10.18 ± 0.02	14.40
NGC 5934	10.20 ± 0.10	10.43 ± 0.06	6.75
UGC09873	9.85 ± 0.09	10.30 ± 0.03	14.82
UGC09892	9.96 ± 0.09	10.19 ± 0.02	13.68
NGC 5953	10.06 ± 0.09	9.63 ± 0.03	9.09
NGC 5971	9.96 ± 0.11	10.16 ± 0.04	10.18
NGC 5966	10.58 ± 0.09	10.88 ± 0.03	20.30
IC4566	10.49 ± 0.09	10.59 ± 0.01	13.16
NGC 5987	10.42 ± 0.09	10.71 ± 0.02	22.53

Table A1 – continued

Name	M_*	M_{dyn}	r_e
(1)	[M_\odot] (2)	[M_\odot] (3)	[arcsec] (4)
NGC 5980	10.39 ± 0.09	10.50 ± 0.03	12.64
NGC 6004	10.27 ± 0.07	10.21 ± 0.03	20.41
UGC10097	10.80 ± 0.10	10.96 ± 0.02	10.39
NGC 6020	10.38 ± 0.10	10.62 ± 0.04	11.59
NGC 6021	10.53 ± 0.09	10.51 ± 0.04	8.47
IC1151	9.49 ± 0.09	9.82 ± 0.05	19.34
UGC10123	9.88 ± 0.10	10.29 ± 0.02	11.01
NGC 6032	9.83 ± 0.10	10.16 ± 0.03	14.79
NGC 6060	10.49 ± 0.08	10.66 ± 0.01	20.20
UGC10205	10.69 ± 0.11	10.98 ± 0.02	13.95
NGC 6063	9.75 ± 0.10	10.05 ± 0.03	17.78
IC1199	10.33 ± 0.08	10.67 ± 0.01	18.76
UGC10257	9.86 ± 0.09	10.28 ± 0.04	15.25
NGC 6081	10.52 ± 0.10	10.75 ± 0.01	10.43
UGC10297	8.62 ± 0.09	9.53 ± 0.04	10.85
UGC10331	9.50 ± 0.10	10.14 ± 0.08	15.41
NGC 6125	10.66 ± 0.09	10.93 ± 0.01	15.38
UGC10337	10.61 ± 0.10	11.01 ± 0.01	14.85
NGC 6132	10.00 ± 0.09	10.36 ± 0.03	11.89
NGC 6146	11.06 ± 0.09	11.26 ± 0.02	11.00
UGC10380	10.52 ± 0.10	10.98 ± 0.03	12.83
NGC 6150	10.65 ± 0.10	11.11 ± 0.03	9.26
UGC10384	9.95 ± 0.11	10.35 ± 0.05	9.27
UGC10388	10.23 ± 0.09	10.44 ± 0.02	10.91
NGC 6173	11.18 ± 0.09	11.51 ± 0.02	18.52
NGC 6168	9.40 ± 0.10	9.85 ± 0.05	16.28
NGC 6186	9.96 ± 0.09	9.94 ± 0.04	12.67
UGC10650	8.80 ± 0.09	10.48 ± 0.10	15.29
NGC 6278	9.96 ± 0.10	10.38 ± 0.01	9.56
UGC10693	10.77 ± 0.09	11.28 ± 0.03	15.24
UGC10695	10.81 ± 0.09	11.12 ± 0.03	15.73
UGC10710	10.48 ± 0.09	10.88 ± 0.03	12.01
NGC 6310	10.02 ± 0.10	10.41 ± 0.02	15.84
NGC 6301	10.88 ± 0.08	10.94 ± 0.02	20.01
NGC 6314	10.57 ± 0.08	10.52 ± 0.03	8.72
NGC 6338	11.06 ± 0.10	11.50 ± 0.02	19.15
UGC10796	9.16 ± 0.12	9.78 ± 0.10	14.70
UGC10811	10.46 ± 0.09	10.90 ± 0.04	11.82
IC1256	10.19 ± 0.09	10.35 ± 0.02	14.60
NGC 6394	10.32 ± 0.09	10.68 ± 0.02	9.05
UGC10905	10.81 ± 0.09	11.04 ± 0.03	12.37
NGC 6411	10.54 ± 0.09	10.77 ± 0.03	17.82
NGC 6427	10.00 ± 0.10	10.30 ± 0.02	8.88
UGC10972	10.22 ± 0.10	10.51 ± 0.03	19.31
NGC 6478	10.83 ± 0.09	10.97 ± 0.02	17.36
NGC 6497	10.52 ± 0.08	10.74 ± 0.01	11.99
NGC 6515	10.79 ± 0.09	10.97 ± 0.04	13.07
UGC11228	10.55 ± 0.10	10.48 ± 0.03	7.23
NGC 6762	9.91 ± 0.09	10.03 ± 0.06	11.21
MCG-02-51-004	10.66 ± 0.09	10.75 ± 0.01	15.80
NGC 6941	10.64 ± 0.09	10.72 ± 0.01	15.04
NGC 6945	9.11 ± 0.08	10.41 ± 0.02	12.80
NGC 6978	10.49 ± 0.10	10.73 ± 0.01	12.15
UGC11649	10.14 ± 0.08	10.28 ± 0.02	14.54
UGC11680NED01	10.84 ± 0.09	10.94 ± 0.01	14.56
NGC 7025	10.82 ± 0.09	11.05 ± 0.02	18.20
NGC 7047	10.51 ± 0.10	10.70 ± 0.02	19.97
UGC11717	10.66 ± 0.09	10.44 ± 0.17	11.77
MCG-01-54-016	8.38 ± 0.11	9.82 ± 0.07	12.07
NGC 7194	10.75 ± 0.09	11.20 ± 0.05	11.96
UGC12054	8.58 ± 0.10	9.44 ± 0.07	10.41
NGC 7311	10.59 ± 0.09	10.59 ± 0.02	10.60

Table A1 – continued

Name	M_*	M_{dyn}	r_e
(1)	[M_\odot] (2)	[M_\odot] (3)	[arcsec] (4)
NGC 7321	10.65 ± 0.08	10.74 ± 0.03	12.04
UGC12127	11.01 ± 0.09	11.46 ± 0.04	18.86
NGC 7364	10.60 ± 0.10	10.57 ± 0.02	10.56
UGC12185	10.36 ± 0.08	10.57 ± 0.04	9.71
NGC 7436B	11.21 ± 0.10	11.52 ± 0.02	22.59
UGC12274	10.64 ± 0.09	10.85 ± 0.02	12.39
UGC12308	8.95 ± 0.10	10.03 ± 0.07	20.19
NGC 7466	10.55 ± 0.09	10.63 ± 0.02	12.64
NGC 7489	10.53 ± 0.08	10.42 ± 0.04	16.66
NGC 7550	10.87 ± 0.09	11.07 ± 0.03	16.66
NGC 7549	10.38 ± 0.09	10.60 ± 0.02	16.64
NGC 7563	10.28 ± 0.09	10.59 ± 0.01	8.88
NGC 7562	10.68 ± 0.09	10.85 ± 0.03	14.03
NGC 7591	10.62 ± 0.10	10.51 ± 0.03	13.08
UGC12494	9.33 ± 0.10	10.09 ± 0.17	14.49
IC5309	10.47 ± 0.11	10.05 ± 0.07	13.31
NGC 7608	9.13 ± 0.09	9.72 ± 0.03	7.61
NGC 7611	10.20 ± 0.11	10.71 ± 0.07	9.76
UGC12519	9.84 ± 0.09	10.12 ± 0.03	11.73
NGC 7619	10.80 ± 0.08	11.15 ± 0.02	21.44
NGC 7623	10.20 ± 0.09	10.14 ± 0.03	7.97
NGC 7625	9.64 ± 0.08	9.51 ± 0.03	9.80
NGC 7631	10.21 ± 0.09	10.28 ± 0.02	14.10
NGC 7653	10.46 ± 0.09	10.17 ± 0.04	12.28
NGC 7671	10.31 ± 0.10	10.60 ± 0.02	9.26
NGC 7683	10.46 ± 0.10	10.69 ± 0.03	12.80
NGC 7684	10.47 ± 0.10	10.48 ± 0.02	9.04
NGC 7691	10.25 ± 0.09	10.21 ± 0.03	22.82
NGC 7711	10.53 ± 0.09	10.69 ± 0.03	13.47
NGC 7716	10.17 ± 0.08	9.94 ± 0.04	14.16
NGC 7722	10.74 ± 0.09	10.91 ± 0.07	18.01
UGC12723	9.78 ± 0.13	10.27 ± 0.02	15.94
NGC 7738	10.67 ± 0.10	10.64 ± 0.01	11.51
UGC12810	10.43 ± 0.09	10.72 ± 0.02	13.56
UGC12816	9.74 ± 0.11	10.29 ± 0.05	12.85
NGC 7783NED01	10.64 ± 0.10	11.08 ± 0.03	9.98
NGC 7787	10.56 ± 0.10	10.59 ± 0.04	13.55
UGC12857	9.55 ± 0.10	9.83 ± 0.06	18.39
UGC12864	9.69 ± 0.10	9.95 ± 0.06	14.00
NGC 7800	8.93 ± 0.08	10.10 ± 0.07	16.30
NGC 5947	10.28 ± 0.10	10.26 ± 0.03	10.55
NGC 5947	10.28 ± 0.10	10.26 ± 0.03	10.55
NGC 5947	10.28 ± 0.10	10.26 ± 0.03	10.55
NGC 0180	10.72 ± 0.08	10.59 ± 0.04	20.19
NGC 0192	10.46 ± 0.09	10.49 ± 0.02	13.90
NGC 0155	10.72 ± 0.10	10.82 ± 0.02	13.55
NGC 0160	10.73 ± 0.09	10.87 ± 0.01	19.42
NGC 0169	10.88 ± 0.10	10.98 ± 0.06	19.42
NGC 0171	10.29 ± 0.08	9.89 ± 0.04	15.81
NGC 0177	10.35 ± 0.10	10.45 ± 0.04	17.53

Notes. Col. (1): Galaxy name. Col. (2): Stellar mass within r_e estimated from PIPE3D. Col. (3): Dynamical mass estimated from the kinematic parameter $S_{0.5}$. Col. (4): Effective radius r_e .

APPENDIX B: LINEAR FIT PARAMETERS AND SCATTERS FOR THE M_* - $S_{0.5}$ CORRELATIONS

All scatters are estimated from the linear fit as the standard deviation of all residuals, we consider stellar mass, M_* , as independent variable. $\log(S_{0.5}) = a + b \log(M_*)$. $S_{0.5}$ is given in [km s^{-1}] and M_* in M_\odot .

Fit	zero-point(a)	slope(b)	scatter
Integrated kinematics			
<i>Gas</i>			
Forward	-0.95 ± 0.11	0.29 ± 0.01	0.087
Inverse	-1.99 ± 0.18	0.38 ± 0.01	0.100
Bisector	-1.46 ± 0.13	0.33 ± 0.01	0.090
Orthogonal	-1.03 ± 0.12	0.29 ± 0.01	0.087
<i>Stellar</i>			
Forward	-0.61 ± 0.10	0.25 ± 0.01	0.075
Inverse	-1.52 ± 0.14	0.34 ± 0.01	0.086
Bisector	-1.06 ± 0.11	0.29 ± 0.01	0.078
Orthogonal	-0.67 ± 0.10	0.26 ± 0.01	0.075
<i>Total (Gas+Stellar)</i>			
Forward	-0.72 ± 0.07	0.26 ± 0.01	0.082
Inverse	-1.73 ± 0.11	0.36 ± 0.01	0.096
Bisector	-1.22 ± 0.08	0.31 ± 0.01	0.086
Orthogonal	-0.79 ± 0.07	0.27 ± 0.01	0.082
Resolved kinematics			
<i>Gas</i>			
Forward	-0.89 ± 0.14	0.28 ± 0.01	0.053
Inverse	-1.29 ± 0.18	0.32 ± 0.02	0.056
Bisector	-1.09 ± 0.15	0.30 ± 0.01	0.054
Orthogonal	-0.92 ± 0.13	0.29 ± 0.01	0.053
<i>Stellar</i>			
Forward	-0.67 ± 0.12	0.26 ± 0.01	0.052
Inverse	-1.40 ± 0.17	0.33 ± 0.01	0.056
Bisector	-1.03 ± 0.14	0.29 ± 0.01	0.050
Orthogonal	-0.72 ± 0.12	0.27 ± 0.01	0.052
<i>Total (gas+stellar)</i>			
Forward	-0.66 ± 0.08	0.26 ± 0.01	0.054
Inverse	-1.31 ± 0.13	0.32 ± 0.01	0.059
Bisector	-0.98 ± 0.10	0.29 ± 0.01	0.055
Orthogonal	-0.71 ± 0.11	0.27 ± 0.01	0.054
Only spiral galaxies			
<i>Gas</i>			
Forward	-0.87 ± 0.15	0.28 ± 0.02	0.043
Inverse	-0.98 ± 0.11	0.29 ± 0.01	0.044
Bisector	-0.93 ± 0.14	0.29 ± 0.01	0.043
Orthogonal	-0.88 ± 0.09	0.28 ± 0.01	0.043
<i>Stellar</i>			
Forward	-0.88 ± 0.10	0.28 ± 0.01	0.051
Inverse	-1.35 ± 0.12	0.32 ± 0.02	0.057
Bisector	-1.12 ± 0.13	0.30 ± 0.01	0.054
Orthogonal	-0.92 ± 0.12	0.28 ± 0.01	0.052
<i>Total (gas+stellar)</i>			
Forward	-0.77 ± 0.12	0.27 ± 0.01	0.051
Inverse	-1.16 ± 0.10	0.31 ± 0.01	0.056
Bisector	-0.96 ± 0.16	0.29 ± 0.01	0.053
Orthogonal	-0.80 ± 0.11	0.27 ± 0.01	0.051

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

Capítulo 5

Un Plano Fundamental Universal y la relación $M_{dyn} - M_{\star}$ basado en CALIFA y MaNGA.

En el artículo [Aquino-Ortíz et al. \(2020\)](#)¹, presentado en este capítulo, se estudió un Plano Fundamental Universal para galaxias de tipo temprano y tardío, y la distribución de masa dinámica en función de la masa estelar con mayor significancia estadística. Usamos 300 galaxias de CALIFA y 4676 galaxias del MPL-7 de MaNGA. Los principales objetivos fueron: (1) calibrar el Plano Fundamental Universal usando 300 galaxias del muestreo CALIFA ([Sánchez et al., 2012](#)) para las cuales disponemos de estimaciones independientes de: (i) la razón masa-luminosidad dinámica, Y_e , (ii) el parámetro de velocidad total, S_K y (iii) el brillo superficial, I_e , (2) proponer un estimador de la razón masa-luminosidad dinámica, y por lo tanto, un segundo estimador de la masa dinámica al radio efectivo con mayor precisión que el propuesto en el capítulo anterior, (3) estudiar el Plano Fundamental Universal con las galaxias de MaNGA usando nuestro estimador de la razón masa-luminosidad dinámica, esto debido a que para ésta muestra de galaxias no tenemos estimaciones independientes de Y_e para toda la muestra (al contrario que en CALIFA), y (4) explorar con mayor significancia estadística de la realizada hasta la presente fecha la distribución de masa dinámica en función de la masa estelar y comparar con predicciones teóricas.

Los principales resultados fueron: (a) galaxias de todos los tipos morfológicos, elípticas y espirales, tanto de CALIFA como de MaNGA siguen el Plano Fundamental Universal con una dispersión respecto al mejor ajuste de ~ 0.05 dex, comparable a la dispersión observada en la relación Tully-Fisher para galaxias espirales (p. ej. [Avila-Reese et al., 2008](#); [Aquino-Ortíz et al., 2018](#), de ~ 0.05 dex) y menor que la del Plano Fundamental “clásico” para galaxias elípticas (p. ej. [Cappellari et al., 2013](#), de ~ 0.09 dex), (b) proponemos un segundo estimador de la masa dinámica contenida dentro del radio efectivo en galaxias, más preciso que el propuesto en el capítulo anterior,

¹E. Aquino-Ortíz, S. F. Sánchez, O. Valenzuela, H. Hernández-Toledo, Yunpeng Jin, Ling Zhu, Glenn van de Ven, J. K. Barrera-Ballesteros, V. Avila-Reese, A. Rodríguez-Puebla, and Patricia B. Tissera. Published 2020 September 7 2020. The American Astronomical Society. All rights reserved. The Astrophysical Journal, Volume 900, Number 2, <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/aba94e/pdf>

(c) encontramos que efectos ambientales tales como fusión y/o interacción entre galaxias altera los parámetros de las relaciones de escala estudiadas (dispersión, pendiente, punto-cero), (d) nuestros resultados sobre la relación observada $M_{dyn} - M_*$ está en buen acuerdo con predicciones teóricas de formación de galaxias de modelos semiempíricos, y (e) confirmamos que todas las galaxias siguen la relación $M_* - S_K$ con una dispersión de ~ 0.1 dex en acuerdo con estudios previos (p. ej. [Cortese et al., 2014](#); [Aquino-Ortíz et al., 2018](#); [Barat et al., 2019](#); [Gilhuly et al., 2019](#)).



A Universal Fundamental Plane and the $M_{\text{dyn}}-M_{\star}$ Relation for Galaxies with CALIFA and MaNGA

E. Aquino-Ortíz¹, S. F. Sánchez¹, O. Valenzuela¹, H. Hernández-Toledo¹, Yunpeng Jin², Ling Zhu³, Glenn van de Ven⁴, J. K. Barrera-Ballesteros¹, V. Avila-Reese¹, A. Rodríguez-Puebla¹, and Patricia B. Tissera⁵

¹Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México A.P. 70-264, 04510. CDMX, México; eaquino@astro.unam.mx

²National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, 20A Datun Road, Chaoyang District, Beijing 100101, People's Republic of China

³Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, 80 Nandan Road, Shanghai 200030, People's Republic of China

⁴Department of Astrophysics, University of Vienna, TAijrkenschanzstrasse 17, 1180 Vienna, Austria

⁵Departamento de Ciencias Físicas, Universidad Andrés Bello, 700 Fernández Concha, Las Condes, Santiago, Chile

Received 2020 May 18; revised 2020 July 23; accepted 2020 July 25; published 2020 September 7

Abstract

We use the stellar kinematics for 2458 galaxies from the MaNGA survey to explore a universal fundamental plane (UFP) described by the equation $\log(\Upsilon_e) = \log(S_{0.5}^2) - \log(I_e) - \log(R_e) + C$, defined by the logarithms of effective radius, R_e ; the surface brightness within R_e , I_e ; the dynamical mass-to-light ratio within R_e , Y_e ; and the total velocity parameter at R_e , $S_K^2 = KV_{R_e}^2 + \sigma_{\star_e}^2$, where V_{R_e} is the rotation velocity and σ_{\star_e} is the velocity dispersion. The surface brightness is within R_e , I_e , and the dynamical mass-to-light ratio is within R_e , Y_e . We use sophisticated Schwarzschild dynamical models for a subsample of 300 galaxies from the CALIFA survey to calibrate the universal fundamental plane. This calibration allows us to propose both (i) a parameterization to estimate the difficult-to-measure averaged dynamical mass-to-light ratio within R_e , Y_e^{fit} , once the internal kinematics, surface brightness, and effective radius are known; and (ii) a new, more robust dynamical mass proxy consistent with dynamical models within 0.09 dex. We reproduce the relation between the dynamical mass and the stellar mass in the inner regions of galaxies with lower scatter. We use the estimated Y_e^{fit} from our analysis to explore the UFP with the MaNGA data set. We find that all galaxies, from spheroids to disks, follow the UFP with a scatter significantly smaller (0.05 dex) than the one reported for the fundamental plane (~ 0.09 dex) and comparable with Tully–Fisher studies (~ 0.05 dex), but for a wider range of galaxy types. We also confirm that spheroidal and spiral galaxies follow the same $M_{\star}-S_{0.5}$ scaling relation, with lower scatter than the $M_{\star}-V_{R_e}$ and $M_{\star}-\sigma_{\star_e}$ ones, which is in agreement with previous studies found in the literature.

Unified Astronomy Thesaurus concepts: Galaxies (573); Early-type galaxies (429); Late-type galaxies (907); Scaling relations (2031); Galaxy kinematics (602)

1. Introduction

Observational and theoretical studies of galaxies have revealed the existence of tight correlations between their global stellar and dynamical properties. These correlations reflect the physical connection between photometric properties of galaxies (given by their stellar populations) and their internal kinematics (given by the main dynamical property: the gravitational potential). They illustrate how the gravitational potential (or equivalently the dynamical mass) plays an important role in our understanding of galaxy formation and evolution (e.g., Cole et al. 1994; Mo et al. 1998; Firmani & Avila-Reese 2000; Courteau et al. 2007; Trayford & Schaye 2019). For example, the empirical Tully–Fisher relation (Tully & Fisher 1977, hereafter TF) describes a tight correlation between the rotation velocity of spiral galaxies and the stellar mass (or luminosity), with a scatter of ~ 0.05 dex in velocity (e.g., Verheijen 2001; Avila-Reese et al. 2008; Reyes et al. 2011; Bekeraité et al. 2016; Ponomareva et al. 2017; Aquino-Ortíz et al. 2018) with a break down for velocities smaller than $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ (e.g., McGaugh et al. 2000). For decades, astronomers have been looking for a third parameter in the TF relation to reduce the scatter (e.g., Zwaan et al. 1995; Courteau & Rix 1999; Pizagno et al. 2007; Avila-Reese et al. 2008; Hall et al. 2012; Tonini et al. 2014; Zaritsky et al. 2014). It appears that no relation tighter than the TF relation can be constructed by including additional information (e.g., Meyer et al. 2008). The analog to the TF relation for ellipticals is the Faber–Jackson relation

(Faber & Jackson 1976, hereafter FJ), a correlation between the central velocity dispersion and their total stellar mass (or luminosity) with a scatter of ~ 0.07 dex in velocity dispersion (e.g., Gallazzi et al. 2006). Unlike the TF relation, there is a third parameter that generates a tighter correlation than the FJ relation. That is a correlation among the central velocity dispersion, σ_{\star_e} , the effective radius, R_e , and the average surface brightness within the effective radius, I_e . This relation is called the fundamental plane (hereafter FP; Djorgovski & Davis 1987; Dressler et al. 1987). Fitting a plane to the data (I_e , σ_{\star_e} , R_e) yields three coefficients assuming the functional form $\log(R_e) = a \log(\sigma_{\star_e}) + b \log(I_e) + c$. From the virial theorem and assuming that the elliptical galaxies have (i) constant mass-to-light ratios, M/L , (ii) spherically symmetric structure, (iii) dynamically homologous density and orbital profiles, and (iv) similar dark matter fractions, then an FP with $a = 2$ and $b = -1$ is expected. However, a deviation from the virial prediction, called the tilt of the FP, derives $a = 1.063 \pm 0.041$ and $b = -0.765 \pm 0.023$ with a scatter of ~ 0.09 dex in $\log(R_e)$ (Cappellari et al. 2013). The origin of the tilt has been attributed to deviations in the above assumptions, for example, (i) variations in the M/L values increasing systematically with luminosity (e.g., Faber et al. 1987; Tortora et al. 2009; García-Benito et al. 2019), (ii) variations in the kinematic and density profiles (e.g., Prugniel & Simien 1994; Busarello et al. 1997; Graham & Colless 1997; Bertin et al. 2002; Trujillo et al. 2004), (iii) variations in the stellar populations (e.g., Sanchez 2020) or the initial mass function (e.g., Prugniel & Simien 1996;

Forbes et al. 1998; Dutton et al. 2013; Tortora et al. 2013; Martín-Navarro et al. 2015), and (iv) variations in the dark matter fraction (e.g., Renzini & Ciotti 1993; Ciotti et al. 1996; Borriello et al. 2003; Padmanabhan et al. 2004; Tortora et al. 2012). An extension of the FP called the fundamental manifold (hereafter FM) was introduced by Zaritsky et al. (2006) for spheroidal dominated stellar systems. They included the efficiency with which baryons are packed with respect to dark matter measured by the dynamical mass-to-light ratio within R_e , ($\Upsilon_e = M_{\text{dyn}_e}/L_e$), to define the FM as $\log(R_e) = 2 \log(\sigma_{*e}) - \log(I_e) - \log(\Upsilon_e) + C$. They found a scatter to the FM of ~ 0.1 dex in $\log(R_e)$, similar to that of the FP.

As we have discussed so far, these scaling relations work over a limited range of galaxy types, suggesting that the current scaling laws are incomplete. It is not yet evident that any of these relations are as fundamental for all galaxy types as the main sequence on the Hertzsprung–Russell diagram is for stars. Previous studies have tried to unify kinematic scaling relations for spiral and elliptical galaxies. For example, Falcón-Barroso et al. (2011) explored the FP for a representative sample of 72 galaxies including Sa galaxies from the SAURON survey (Bacon et al. 2001). They found an FP with the lowest scatter for the slow rotator galaxies (~ 0.062 dex), whereas the fast rotators display a slightly larger scatter (~ 0.081 dex). The scatter for the Sa galaxies appears to be the largest (~ 0.165 dex). Similarly, Bezanson et al. (2015) studied a relationship among stellar mass surface density, stellar velocity dispersion, and effective radius, called the mass fundamental plane. They found that disk and elliptical galaxies lie on the same mass fundamental plane with a scatter of 0.072 dex at $z \sim 0$ and 0.10 dex at $z \sim 0.7$. More recently, Li et al. (2018) explored the mass plane relation for about 2000 galaxies from the MaNGA survey. They found that late-type galaxies (hereafter LTGs) and early-type galaxies (hereafter ETGs) follow this tight mass plane with an observed scatter of ~ 0.06 dex and ~ 0.04 dex, respectively.

Weiner et al. (2006) introduced a kinematic parameter that notes the combination of ordered motions given by the rotation velocity at R_e , V_{R_e} , and random motions given by the central velocity dispersion, σ_{*e} . The parameter was defined as:

$$S_K^2 = KV_{R_e}^2 + \sigma_{*e}^2, \quad (1)$$

where K generally is assumed to be constant (e.g., Kassin et al. 2007; De Rossi et al. 2012). However, K could be different for each galaxy and/or be a complicated function of different galaxy properties like the formation and evolution history, dynamical state, environment, etc.

Cortese et al. (2014) and Aquino-Ortíz et al. (2018) for the Sydney-AAO (Australian Astronomical Observatory) Multi-object IFS (SAMI, Croom et al. 2012) and the Calar Alto Legacy Integral Field Area (CALIFA, Sánchez et al. 2012) surveys, respectively, showed that for $K = 0.5$, all galaxies, regardless of the morphological type, lie on the same M_*-S_K scaling relation with the minimum scatter of ~ 0.1 dex in $\log(S_K)$ (smaller or equal to that for the $M_*-V_{R_e}$ and $M_*-\sigma_{*e}$ relations). Other studies also found that the fitted M_*-S_K relation reaches its minimum scatter for $K = 0.5$ (e.g., Barat et al. 2019; Gilhuly et al. 2019). This total velocity parameter, $S_{0.5}$, has been used in a general fundamental manifold for galaxies (hereafter GFM), for ETGs and LTGs, first by Zaritsky et al. (2008) and refined in Zaritsky et al. (2011). They provide

a fitting function for the dynamical mass-to-light ratio within R_e , $\log(\Upsilon_e)$, that depends only on S_K and I_e . They show that all classes of systems, from spheroids to disks, fall on the GFM with a scatter of ~ 0.1 dex in $\log(R_e)$, comparable to that observed in the FP studies (e.g., Cappellari et al. 2013) and FM by Zaritsky et al. (2006), in which the range of galaxy types is limited to ETGs. They also found that the GFM for subsamples with independently derived dynamical mass-to-light ratios suggest an intrinsic scatter as low as ~ 0.05 dex.

Understanding the origin and evolution of galaxies remains the principal goal behind refining and understanding the scaling relations discussed so far. However, they also provide numerous practical/useful benefits. For example, they have been used as distance estimators (e.g., Giovanelli et al. 1997; Zaritsky et al. 2012), or as proxies of the Galaxy’s dynamical mass (e.g., Courteau et al. 2014; Aquino-Ortíz et al. 2018; Conselice et al. 2018). With this in mind, in this work we are focused on three main goals: (a) calibrate the so-called universal fundamental plane (hereafter UFP) proposed by Zaritsky et al. (2008), valid for ETGs and LTGs. For the calibration we use a representative subsample of 300 galaxies from the CALIFA survey with independently derived dynamical mass-to-light ratios, Υ_e , (b) provide reliable estimations of the dynamical masses based on the UFP and explore the $M_{\text{dyn}_e}-M_{*e}$ relation, and (c) explore the remarkably tight M_*-S_K scaling relation using the MaNGA data set.

In Section 2, we briefly describe the CALIFA and MaNGA samples. Details of the sample selection and analysis performed over the data are presented in Section 3. In Section 4, we present the universal fundamental plane, whereas in Section 4.1, we explore the impact of a precise sample selection to study the universal fundamental plane. In Section 5, we present our dynamical mass estimator for galaxies, and in Section 5.1, we explore the $M_{\text{dyn}_e}-M_{*e}$ relation. We summarize the main conclusions in Section 6. Finally, in Appendices A and B, we study the general fundamental manifold and scaling relations with both integrated and spatially resolved kinematics for the MaNGA data set.

Throughout this article we adopt a cosmology with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.3$, and $\Omega_\Lambda = 0.7$ for the Hubble constant, the matter density, and the cosmological constant, respectively. We use the routines presented by Akritas & Bershady (1996) to fit the data points for all the relations within this study. It includes the zero-point, the slope, and the scatter around the best-fitted relation. Outliers of this study are defined as data points beyond 2σ with respect to the main relation.

2. Data Sample

This study is based on data provided by the CALIFA (Sánchez et al. 2012) and MaNGA (Bundy et al. 2015) surveys, particularly the 4676 galaxies from the MaNGA Product Launch-7 (MPL-7) publicly available since 2018 June. In this section, we briefly describe each of these surveys.

2.1. The CALIFA Survey

One of the aims of this paper is to calibrate the universal fundamental plane. To do so we use the publicly available data provided by the CALIFA survey (Sánchez et al. 2012). CALIFA observed a statistically representative sample of 667 galaxies of all morphological types and environments (Sánchez et al. 2016a), recently increased by a set of extended

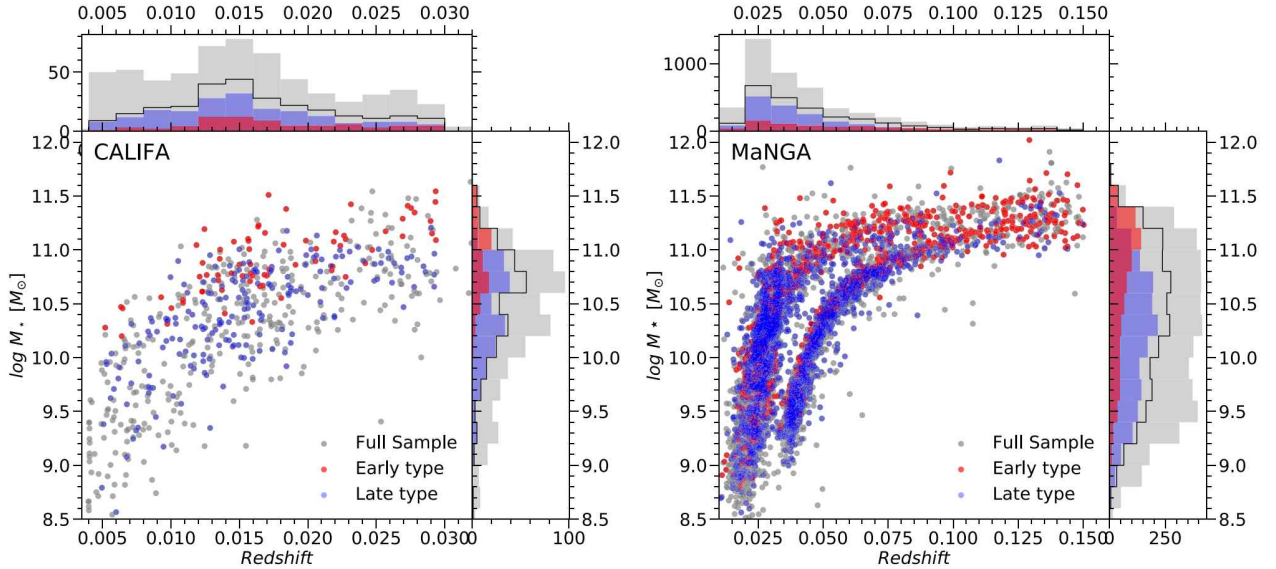


Figure 1. Sample selection boundaries. Left panel: CALIFA Sample. Right panel: Primary and secondary MaNGA samples. The gray symbols and histograms represent the full CALIFA sample of 667 galaxies (left panel) and full MaNGA MPL-7 data set (right panel). In both panels, blue and red symbols and histograms represent the LTGs and ETGs used in this study. The black histogram is the sample of early+late types.

complementary observations comprising ~ 900 objects (e.g., Espinosa-Ponce et al. 2020; Lacerda et al. 2020). The galaxies were selected to have a major axis diameter $45'' < D_{25} < 80''$, where D_{25} is the isophote major axis at 25 mag arcsec $^{-2}$ in the SDSS r -band. The sample comprises galaxies in the local universe ($0.005 < z < 0.03$) in a stellar mass range of $10^{8.5} < M_* < 10^{11.5} M_\odot$ (see the left panel of Figure 1; for further details of the Galaxy sample selection, see Walcher et al. 2014). The galaxies were observed with the Potsdam Multi Aperture Spectrograph (Roth et al. 2005) in the PPAK configuration. The PPAK system consists of a fiber bundle with 331 object fibers, 36 sky fibers, and 15 calibration fibers ($2''.7$ in diameter each one). That configuration covers a hexagonal field of view (FoV) of $74'' \times 64''$, sufficient to map the full optical extension of most of the galaxies up to 2–3 R_e (Kelz et al. 2006). The median spatial resolution is FWHM $\sim 2''.5$, which corresponds to an average physical resolution of 0.8 kpc (García-Benito et al. 2015). Observations were carried out in two configurations: (i) the V500 setup, a low resolution mode ($\lambda/\Delta\lambda \sim 850$ at ~ 5000 Å, corresponding to $\sigma_{\text{inst}} \sim 150$ km s $^{-1}$), covering the spectral range between 3750 and 7500 Å, and (ii) the V1200 setup, an intermediate resolution mode ($\lambda/\Delta\lambda \sim 1650$ at ~ 4500 Å, corresponding to $\sigma_{\text{inst}} \sim 70$ km s $^{-1}$), covering the wavelength range between 3700 and 4800 Å. The data set was reduced with version 2.2 of the CALIFA pipeline, whose improvements with respect to the previous ones (Sánchez et al. 2012; Husemann et al. 2013; García-Benito et al. 2015) are reported in Sánchez et al. (2016a). The final data product after the reduction is a data cube with the spatial information along the x - and y -axes, and the spectral one in the z one.

For the calibration to the UFP in this study, we use the properties for the subsample of 300 CALIFA galaxies covering all galaxy types from the V1200 setup presented in Falcón-Barroso et al. (2017). The galaxy properties used here for each galaxy in that subsample are (i) the publicly available⁶ stellar

velocity and velocity dispersion maps computed by Falcón-Barroso et al. (2017) using the pPXF code of Cappellari & Emsellem (2004). We use these kinematic maps to estimate the total velocity parameter, $S_{0.5}$; (ii) apparent magnitudes; and (iii) effective radius estimated using a growth-curve analysis applied to the r -band SDSS images by Walcher et al. (2014). We use these properties to estimate the luminosity within R_e , L_e , and hence the surface brightness within R_e , I_e . Finally, (iv) the average dynamical mass-to-light ratio within R_e , $\Upsilon_e^{\text{Sch}} = M_{\text{dync}}/L_e$, was derived by Zhu et al. (2018b) through a full Schwarzschild orbit-based dynamical technique (Schwarzschild 1979).

2.2. The MaNGA Survey

The MaNGA survey (Bundy et al. 2015) began in 2014 July as part of the Sloan Digital Sky Survey-IV collaboration (SDSS-IV, Blanton et al. 2017). The aim of MaNGA is to observe a sample of 10,000 galaxies with the integral field spectroscopy technique over a broad wavelength range (3600–10300 Å). Observations are performed using the SDSS 2.5 m telescope at the Apache Point Observatory (Gunn et al. 2006) and the SDSS-III Baryonic Oscillation Spectroscopic Survey spectrograph (BOSS; Smeed et al. 2013). The resolving power is $R = \lambda/\text{FWHM} \sim 2000$, i.e., $\sigma_{\text{inst}} \sim 70$ km s $^{-1}$. MaNGA deploys a set of 17 integral field units (IFU) grouped into hexagonal bundles of different sizes ranging from 19 to 127 optical fibers of $2''$ in diameter each (Drory et al. 2015). The observations are dithered adopting a three-point triangular pattern on the sky to achieve a complete spatial coverage of the sources (Law et al. 2015). The sample comprising galaxies of any morphological type and environment was chosen in a redshift range of $0.01 < z < 0.15$ with approximately flat stellar mass distribution with $M_* \geq 10^{8.5} M_\odot$ (see the right panel of Figure 1. For further details about the sample design see Wake et al. 2017). With a median spatial resolution of 1.8 kpc, the main MaNGA sample consists of three components. (i) The primary sample, covering out to $1.5 R_e$, represents 47% of the main sample. It is selected so that 80%

⁶ Stellar line-of-sight kinematic maps are publicly available at <http://califa.caha.es/?q=content/science-dataproducts>.

of the galaxies in this primary sample can be observed with the 127 fiber-bundle. (ii) The secondary sample, representing 37% of the main sample covered out to $2.5 R_e$, is designed to observe 80% of galaxies with the bundle of 127 fibers. (iii) The color-enhanced sample, which represents 16% of the main sample, includes low luminosity red galaxies, high luminosity blue galaxies, and green valley galaxies to fill in poorly sampled regions of the $NUV-i$ versus M_i color–magnitude diagram. About 5% of all MaNGA galaxies are selected from different ancillary programs addressing several scientific goals.

The data reduction pipeline (Law et al. 2016) reduces the single fibers in each exposure into sky-subtracted, wavelength- and flux-calibrated individual spectra. The final data product of the reduction is a three-dimensional data cube that combines individual dithered observations comprising the spatial information in the x - and y -axes, and the spectral one in the z -axis.

Along this study, for the MaNGA data set we use the following galaxy properties: (i) the line-of-sight kinematic maps and mass distribution derived by the PIPE3D data products described in the next section, (ii) the effective radius, R_e , and total stellar mass, M_* , extracted from the NSA catalog (Blanton et al. 2011, <http://www.nsatlas.org/>), and (iii) the r -band apparent magnitudes from Fischer et al. (2019) to compute the luminosity within effective radius, L_e , hence the surface brightness within R_e , I_e .

We also benefit from a detailed visual morphological classification to 4676 MaNGA galaxies in MPL-7, based on a new reprocessing of the SDSS images in combination with additional image processing to the Dark Energy Legacy Survey images (DESI; DESI Collaboration et al. 2016). This new classification will be presented elsewhere (J. A. Vázquez-Mata et al. 2020, in preparation).

3. Analysis

We describe in this section the analysis performed to estimate the stellar mean velocity and velocity dispersion maps as well as the stellar mass distribution for the MaNGA galaxies.

3.1. Spectroscopic Analysis

In the current study we use the MaNGA data products, which are part of the Pipe3D Valued Added Catalog (VAC) included in the DR15.⁷ The Pipe3D pipeline (Sánchez et al. 2016b, 2016c, 2018) was developed to perform the spatially resolved stellar population analysis of the data cubes. Given that the surface brightness of galaxies declines as a function of the galactocentric distance, the signal-to-noise ratio (S/N) declines also in the outer regions, and therefore the results from any analysis of the stellar continuum would be unreliable. In order to avoid this problem, Pipe3D applies a spatial binning, that consists of aggregate adjacent spaxels with the goal of increase the S/N without altering substantially the spatial resolution of the Galaxy. For doing so, Pipe3D requires as input an S/N map and an S/N threshold level of 50, which corresponds to the limit above which the recovery of the stellar population properties have uncertainties of $\sim 10\%$ (Sánchez et al. 2016b), and the maximum difference in the flux intensity between adjacent spaxels. Each spaxel within the data cube with $S/N > 50$ is considered as an independent spatial bin. The remaining ones are ordered by their flux intensities. The spaxel

with the higher intensity is binned with any adjacent one if the difference in the flux intensity between them is lower than 15% of the maximum difference in the flux intensity defined before. The S/N within the new defined bin is estimated. If $S/N > 50$, then the aggregation of spaxels to this bin stops and the process starts with a new spaxel, otherwise the aggregation process is repeated by selecting a nonbinned adjacent spaxel. The spatial binning process is described in detail in Ibarra-Medel et al. (2016) and Sánchez et al. (2016b, 2016c). After that, Pipe3D models the stellar continuum for each coadded spectra within each spatial bin adopting a multi-Single Stellar Population (SSP) template library, taking into account stellar velocity, velocity dispersion, and dust attenuation of the stellar population. The GSD156 template library described in detail by Cid Fernandes et al. (2013) was adopted with a Salpeter initial mass function (Salpeter 1955).⁸ This library comprises 156 templates covering 39 stellar ages (from 1 Myr to 13 Gyr) and four metallicities ($Z/Z_\odot = 0.2, 0.4, 1.0, \text{ and } 1.5$). Following to Cid Fernandes et al. (2013) and Sánchez et al. (2016b) the stellar population model for each spaxel was estimated by rescaling the best-fitted model within each spatial bin to the continuum flux intensity in the corresponding spaxel. The stellar-population model spectra are then subtracted from the original data cube to create a gas-pure cube. This cube is then used to estimate the main properties of the nebular emission lines. Additionally, Pipe3D recovers the spatial distribution of the stellar mass densities and the integrated stellar mass at different apertures by taking into account (i) the decomposition in SSPs, (ii) the stellar mass-to-light ratio for each of them, and (iii) the integrated light at each spaxel within the FoV.

3.2. Sample Selection

For the original sample of 4676 galaxies from the MPL-7 data set we perform a selection of the optimal stellar kinematic data for the current analysis following the procedure described in previous studies (e.g., Cortese et al. 2014; Aquino-Ortíz et al. 2018). First, for each stellar velocity and velocity dispersion map we discarded spaxels with errors in velocity larger than 25 km s^{-1} . This conventional cut corresponds to $\sim 1/3$ of the average spectral resolution ($\sigma_{\text{inst}} \approx 70 \text{ km s}^{-1}$) for the MaNGA data. Second, we select only those galaxies for which at least 60% of the spaxels within an ellipse of semimajor axis are equal to R_e to fulfill this quality criterion (using the position angle and inclination of each galaxy). In addition, to minimize the effects of dust, edge-on galaxies with inclinations larger than 75° were excluded. To derive a reliable rotation measurement, nearly face-on galaxies with inclinations lower than 25° were removed. Finally, galaxies under merging and clear traces of interactions are discarded based on either morphological distortions, or the presence of galaxy neighbors with a comparable size (e.g., Barrera-Ballesteros et al. 2015a, 2015b). Following this procedure our final sample for the MPL-7 comprises 2458 galaxies, of which 1653 corresponds to LTGs and 805 to ETGs. The effects of not making a detailed selection of the galaxies and spaxels within galaxies following this criteria are explored in Appendix B. In particular, the changes in the slopes and zero-points are shown.

⁷ The Pipe3D VAC included in the DR15 is accessible at <https://www.sdss.org/dr15/manga/manga-data/manga-pipe3d-value-added-catalog/>.

⁸ All stellar masses, M_* , along this study are converted from the Salpeter (1955) to the Chabrier (2003) initial mass function.

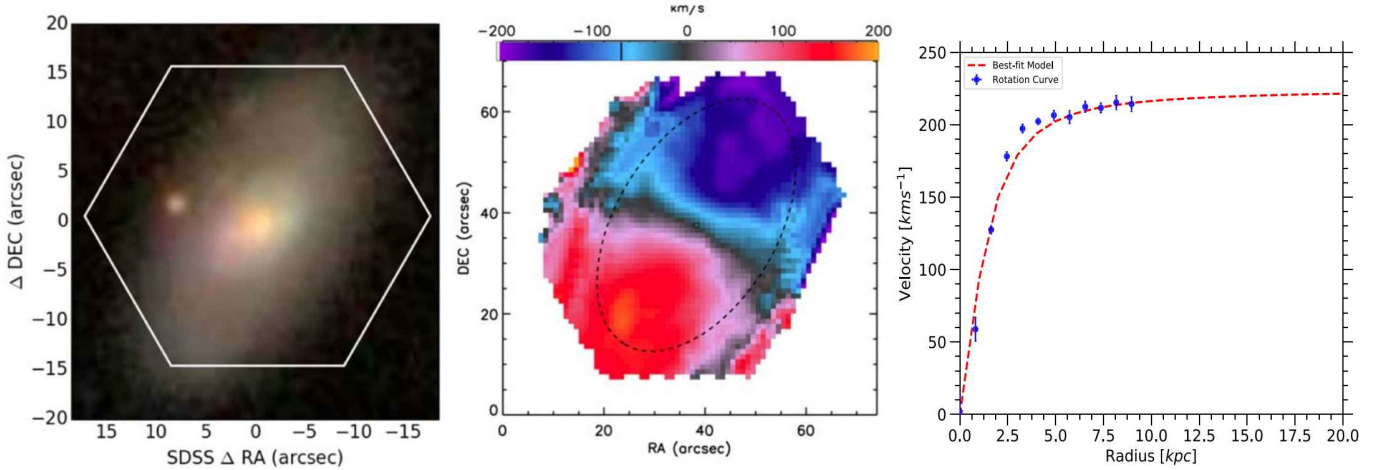


Figure 2. Example of spatially resolved kinematics for the MaNGA stellar kinematic maps derived with the analysis described in Section 3.4. Left panel: the rgb SDSS image and the FoV covered by MaNGA for the manga-8440-12704 galaxy. Middle panel: the line-of-sight stellar velocity map. The dashed black ellipse represents the more external ring explored in the analysis for this galaxy. Only the rotation component was modeled ignoring noncircular motions. Right panel: blue symbols represent the rotation curve extracted within the ellipse marked in the middle panel. The more external blue data point corresponds to the semimajor axis of that ellipse. The dashed red line represents the best-fit parameterization of Equation (4) to the blue data points.

3.3. Integrated Kinematics Analysis

We derive the stellar mean velocity and average velocity dispersion following Cortese et al. (2014) and Aquino-Ortíz et al. (2018):

1. Average velocity dispersion, σ_{*e} ; velocity dispersions are estimated as the linear average of the velocity dispersion of all *good* spaxels within the ellipse mentioned in the previous section. We use linear instead of luminosity-weighted averages to be consistent with our rotation velocity measurements, which are not luminosity-weighted.
2. Rotation velocity, V_{R_e} ; we derive the rotation velocities in a similar way as the classical procedure developed to analyze the integrated H I emission profiles in galaxies (e.g., Courteau 1997; Vogt et al. 2004; Papastergis et al. 2011). First, a velocity histogram is derived with the velocities of all the good spaxels within the ellipse defined before. Following Catinella et al. (2005), the width of the distribution, W , is defined as the difference between the 10th and the 90th percentile points of the velocity histogram: $W = V_{90} - V_{10}$. Finally, the observed velocity widths derived from the velocity histograms must be corrected for cosmological broadening (to obtain the rest-frame velocities) and deprojected to an edge-on view as follows:

$$V_{R_e} = \frac{W}{2(1+z)\sin(i)}, \quad (2)$$

where z is the redshift and i is the Galaxy inclination calculated from the observed ellipticity, ϵ , as:

$$\cos(i) = \sqrt{\frac{(1-\epsilon)^2 - q_0^2}{1 - q_0^2}} \quad (3)$$

with q_0 being the intrinsic axial ratio for galaxies. Following Rodríguez & Padilla (2013) and Zhu et al. (2018a) we adopted $q_0 = 0.2$ for LTGs and $q_0 = 0.6$ for ETGs.

3.4. Spatially Resolved Kinematics: V_{\max}

As an extension of the integrated kinematics study, we performed a detailed analysis on a subsample of spiral galaxies to measure V_{\max} from rotation curves. It is well known that for a self-gravitating exponential disk the expected maximum velocity of the rotation curve is reached at 2.2 disk scale lengths, r_d (Freeman 1970). Since the gravitational potential of galaxies contributes not only the disk, but also the dark matter halo, which is more extended, one expects in many cases $V_{\max} > V_{2.2}$. Moreover, galaxy disks can show significant deviations from purely exponential profiles (e.g., Bakos & Trujillo 2012), and rotation curves also present a wide range of shapes (e.g., Kalinova et al. 2017). To ensure that we reach the V_{\max} , we select the analyzed subset from the secondary MaNGA sample (FoV $\geq 2.5 R_e$), and only for the largest MaNGA bundles (i.e., the ones with 127 fibers).

Velocity maps of galaxies frequently exhibit signatures of noncircular streaming motions produced by structural properties, internal physical processes, environment, outflows, inflows, etc. (e.g., Valenzuela et al. 2007; Holmes et al. 2015). This effect can be reflected in the shape of the rotation curve and therefore it produces an over/underestimation of V_{\max} (e.g., Randriamampandry et al. 2015). With this in mind, we choose the subsample with a visual inspection to discard those galaxies whose kinematics appeared highly disturbed. Our refined subsample comprises 200 galaxies with inclinations in the range of $25^\circ < i < 75^\circ$.

Following Aquino-Ortíz et al. (2018), we use a modified version of the Velfit code (E. Aquino-Ortiz et al. 2020, in preparation), which was originally developed by Spekkens & Sellwood (2007) and Sellwood & Sánchez (2010) to make a detailed kinematic analysis (see an example in Figure 2). The purpose of this code is to fit velocity maps of galaxies with a model including a flow pattern in an idealized nonaxisymmetric potential. The kinematic model yields (i) the rotation curve, (ii) the amplitudes of radial and tangential noncircular motions when they are present, and (iii) an estimation of the geometrical parameters without assuming small deviations from circular motions. Once the rotation curve is derived, we measure V_{\max}

by parameterizing it using the function proposed by Bertola et al. (1991):

$$v(r) = v_0 + \frac{v_c r}{(r^2 + k^2)^{\frac{\gamma}{2}}}, \quad (4)$$

where v_0 is the systemic velocity, and v_c is a parameter governing the amplitude of the rotation curve with k describing its sharpness and γ allowing rising or falling curves (with $\gamma = 1$ for a flat rotation curve). When the spatial coverage of MaNGA was insufficient to reach V_{\max} an extrapolation to the rotation curve was applied (see the panel of Figure 2).

4. The Universal Fundamental Plane

The so-called UFP is derived starting from a theoretical approach using the tensor virial theorem:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 \mathbf{I}_{jk}}{dt^2} = 2\mathbf{T}_{jk} + \mathbf{\Pi}_{jk} + \mathbf{W}_{jk}, \quad (5)$$

where \mathbf{I} is the moment of inertia tensor, \mathbf{T} and $\mathbf{\Pi}$ are the contributions of ordered and random motions to the kinetic energy tensor, respectively, and \mathbf{W} is the potential energy tensor. To rewrite Equation (5) in terms of observed properties of galaxies, several simplifications and assumptions should be considered; we enumerate and summarize them as follows (for further details see Zaritsky et al. 2008, 2011):

1. Galaxies are in a steady state and the virial theorem holds over the effective radius. With this assumption the left-hand side of Equation (5) is zero. To satisfy it, we discard merger and perturbed galaxies. We evaluate the trace of the resulting right-hand side of Equation (5) and define the ordered and random contributions to the kinetic energy as $(1/2)A_0 M V_{\text{rot}}^2$ and $A_1 M \sigma_{*}^2$, respectively. The potential energy is defined as $-B_0 G M^2 / R$. Hereafter, we define the characteristic radius, R , to be the effective radius R_e . Hence, Equation (5) becomes:

$$A_0 V_{R_e}^2 + A_1 \sigma_{*}^2 = B_0 \frac{G M_{\text{dyn}_e}}{R_e}, \quad (6)$$

with V_{R_e} as the stellar rotation velocity, σ_{*} as the stellar velocity dispersion, M_{dyn_e} as the total dynamical mass enclosed at R_e , and G as the gravitational constant. A_0 , A_1 , and B_0 are correction factors obtained by fully evaluating the tensors. These correction factors could be different for each galaxy and also strong functions of the formation history, dynamical state, and environment of galaxies.

2. The kinematic simplification. This means that galaxies are assumed to be isothermal spheres with isotropic velocity dispersion. Dividing Equation (6) by A_1 allows us to define the left-hand side as the total velocity parameter, $S_K^2 = K V_{R_e}^2 + \sigma_{*}^2$.
3. The mass simplification. This means replace the total dynamical mass within effective radius, M_{dyn_e} , with observable properties like the dynamical mass-to-light ratio within R_e , Υ_e , and the luminosity, L_e , i.e., $M_{\text{dyn}_e} = \Upsilon_e L_e$. Thus, it is assumed that Υ_e is constant within the considered aperture.
4. Homology, which implies that galaxies live on a plane in the (R_e, I_e, S_K) space. Thus, the correction factors A_0 , A_1 , and B_0 are very similar among galaxies.

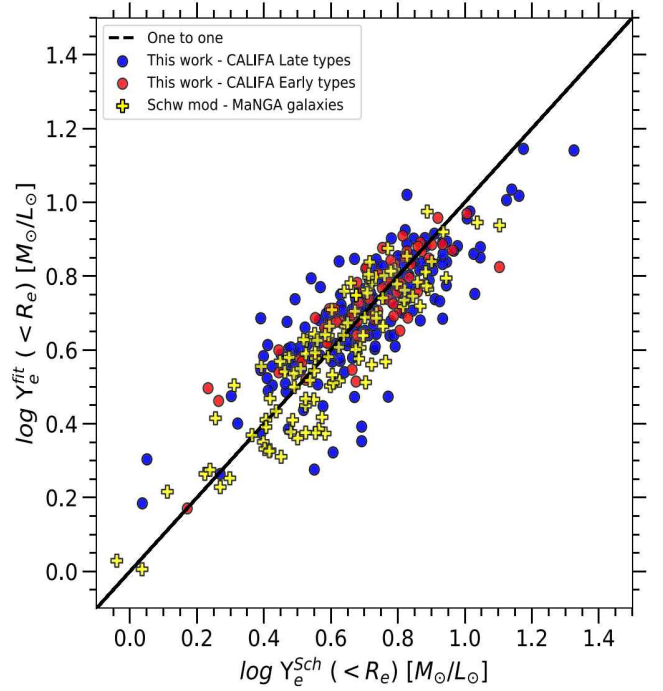


Figure 3. Comparison between the dynamical mass-to-light ratios derived from robust Schwarzschild dynamical models, Υ_e^{Sch} , and our estimates using Equation (9) and the β_i 's calibrated coefficients, Υ_e^{fit} . Red (blue) symbols are early (late) type galaxies from the CALIFA subsample by Zhu et al. (2018b). The yellow symbols are the values for the MaNGA galaxies analyzed by Jin et al. (2020).

Applying the previous simplifications and assumptions we can rewrite the tensor virial theorem in terms of observational properties as follows:

$$S_K^2 = B_0 A_1' G \pi \Upsilon_e R_e I_e. \quad (7)$$

Several studies in the literature, including the analysis presented in Appendix B, confirm that the minimum scatter in the M_*-S_K relation is achieved when $K = 0.5$ (e.g., Cortese et al. 2014; Aquino-Ortíz et al. 2018; Barat et al. 2019; Gilhuly et al. 2019). Therefore, from now on, we will fix $K = 0.5$ on the total velocity parameter. Finally, we define a normalization constant $C = G \pi B_0 A_1'$ and take the logarithm to define the UFP as follows:

$$\log(\Upsilon_e) = \log(S_{0.5}^2) - \log(I_e) - \log(R_e) + C. \quad (8)$$

Since Zaritsky et al. (2008, 2011) had no information for the Υ_e for their full sample, they proposed a fitting function that depends on distance independent variables, $S_{0.5}$, and I_e , including second-order and cross-terms to study the general fundamental manifold. In Appendix A, we explore it following this approach, for the MaNGA data set, for which we do not have an independent estimation of Υ_e . However, in this study we follow the suggestion by Zaritsky et al. (2008, 2011) to use a sample of galaxies with independent estimations for the dynamical mass-to-light ratio, Υ_e , to calibrate the UFP. To do this, we use the subset of 300 CALIFA galaxies presented in Section 2.1. For this subset, the dynamical mass-to-light ratio within effective radius, Υ_e^{Sch} , has been constrained accurately by means of a dynamical analysis based on the Schwarzschild orbit super-position method by Zhu et al. (2018b). Once it has

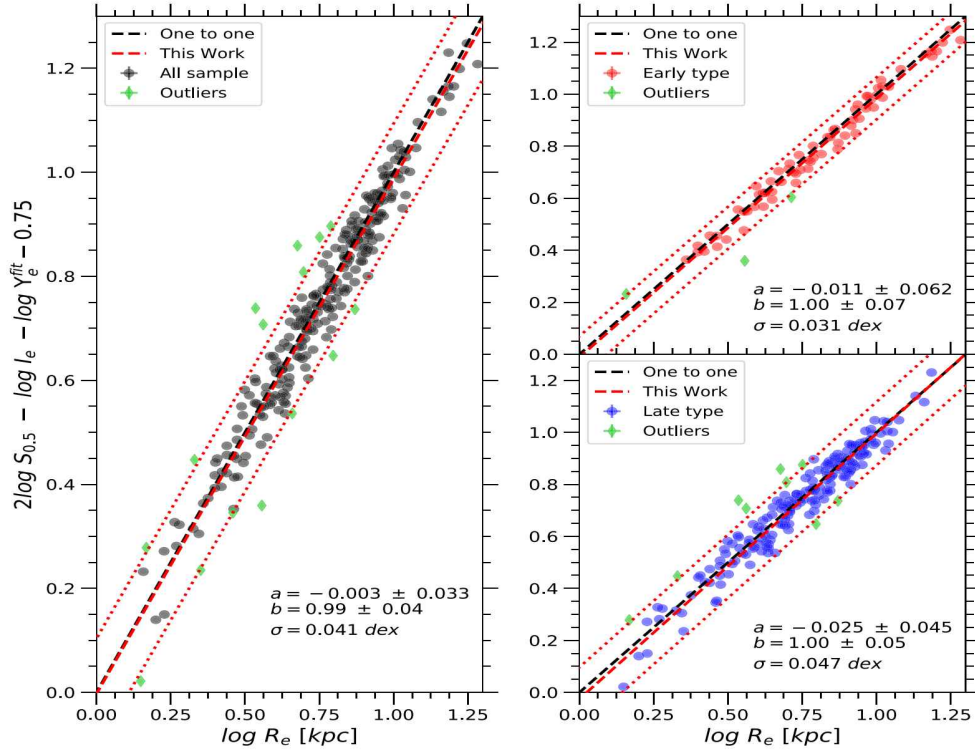


Figure 4. The CALIFA universal fundamental plane. Left panel: the full subsample of 300 galaxies. The dashed black and red lines represent the one-to-one relationship and the best fit to the data points, respectively. Top right-hand panel: early-type galaxies. Bottom right-hand panel: late-type galaxies. Red dotted lines in all panels mark the 2σ bands. The green symbols are the outliers.

been calibrated, one can use it to solve for the $\log(\Upsilon_e)$ for any galaxy with measured $S_{0.5}$, I_e , and R_e .

For the calibration, we apply a multiple-linear regression to recover the dynamically estimated $\log(\Upsilon_e^{\text{Sch}})$ (defined as the dependent variable), in terms of the observed data $S_{0.5}$, I_e , and R_e (independent variables), as follows:

$$\log(\Upsilon_e^{\text{Sch}}) = \beta_0 + \beta_1 \log(S_{0.5}) + \beta_2 \log(I_e) + \beta_3 \log(R_e), \quad (9)$$

where the β_i are the coefficients for each independent variable. The calibration that best recovers the $\log(\Upsilon_e^{\text{Sch}})$ yields the following values: $\beta_0 = -0.53 \pm 0.1$, $\beta_1 = 1.49 \pm 0.08$, $\beta_2 = -0.72 \pm 0.03$, and $\beta_3 = -0.63 \pm 0.05$. We use these coefficients together with the 3 independent variables ($S_{0.5}$, I_e , R_e) to calculate the fitted dynamical mass-to-light ratios, $\log(\Upsilon_e^{\text{fit}})$. The obligatory exercise is to compare the dynamically determined values, $\log(\Upsilon_e^{\text{Sch}})$, with the ones derived from our calibration, $\log(\Upsilon_e^{\text{fit}})$. We present the results of this exercise in Figure 3, where both parameters for the CALIFA analyzed subset of galaxies are shown. In addition, we include the recent estimations for the $\log(\Upsilon_e^{\text{Sch}})$ by Jin et al. (2020) for 108 ETGs extracted from the MaNGA survey compared with our estimated $\log(\Upsilon_e^{\text{fit}})$. The comparison for both, CALIFA and MaNGA data, follows the one-to-one relationship with a scatter of 0.09 dex for LTGs and 0.07 dex for ETGs in good agreement with the reported value of 0.06 dex by Zaritsky et al. (2008), who use a set of nearby spheroidal galaxies. In Figure 4 we show the UFP for the CALIFA subsample of 300 galaxies as a result of replacing the $\log(\Upsilon_e)$ by the fitted $\log(\Upsilon_e^{\text{fit}})$ and

rearrange terms in Equation (8). By construction the defined UFP should be a one-to-one relationship. This plane shows a scatter of ~ 0.04 dex in $\log(R_e)$ with $\sim 5\%$ of outliers (15 galaxies) and an average value for the coefficient $C = -0.75$, in good agreement with Zaritsky et al. (2008, 2011). The low scatter of this one-to-one relationship suggests that the value of the coefficient ($C = G\pi B_0 A_1'$) presents a very narrow range of variation among different galaxies.

To study the UFP with the MaNGA data set, we use the effective radius R_e , and surface brightness I_e , described in Section 2.2. The total velocity parameter, $S_{0.5}^2 = 0.5V_{R_e} + \sigma_{*e}$, is calculated using the stellar mean velocity V_{R_e} , and the average stellar velocity dispersion σ_{*e} estimated using the analysis presented in Section 3.3. Nevertheless, we do not have independent estimates for the dynamical mass-to-light ratios Υ_e for our full MaNGA sample. Instead of that, we used the fitted ones, Υ_e^{fit} , estimated with Equation (9) and the β_i 's coefficients calibrated previously with the CALIFA sample. In Figure 5 we show the derived UFP for the MaNGA data set. For the purpose of comparison, we use the data published by Jin et al. (2020), already presented in Figure 3. The relation for the full sample and independent estimations of the Υ_e^{Sch} follows, as expected, we found the one-to-one relationship with $\sim 3\%$ of outliers (60 galaxies) and a scatter of 0.05 dex slightly larger than the one found previously using the CALIFA subsample (0.04 dex) but in good agreement with that reported by Zaritsky et al. (2008) (~ 0.05 dex) for their subsample with independent estimations of the Υ_e .

Zaritsky et al. (2008) suggest that the origin of this small scatter could have originated from three different effects: (i) internal factors, such as stellar orbital structure or nuclear

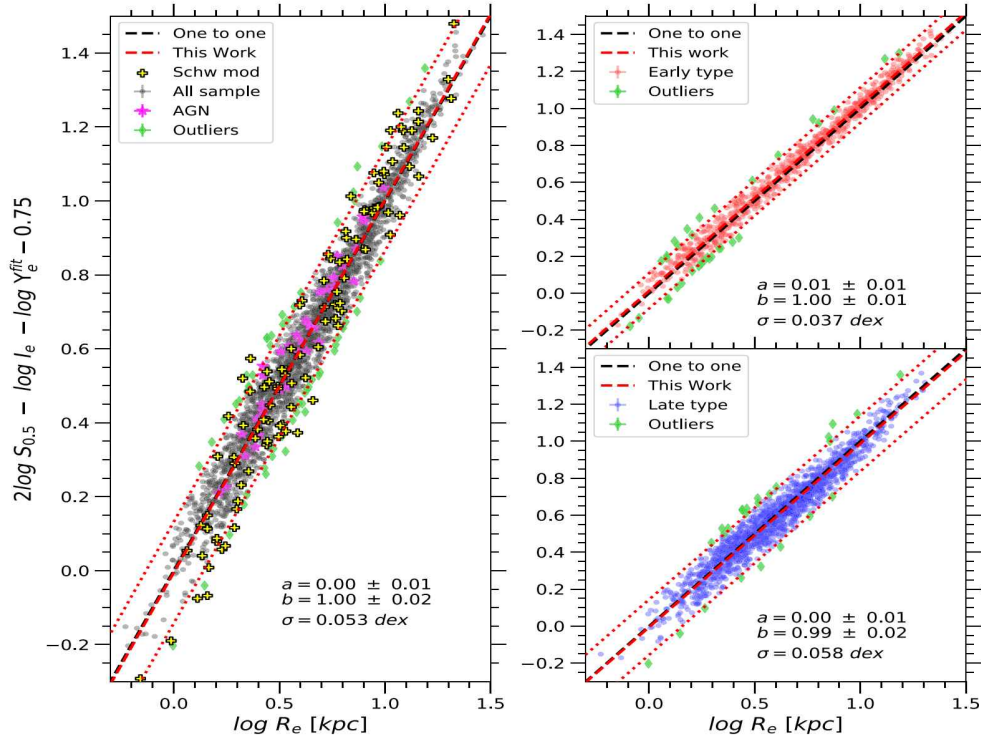


Figure 5. MaNGA universal fundamental plane. Left panel: black symbols represent the sample of 2458 galaxies of this study, magenta symbols represent the sample of AGN’s from Sánchez et al. (2018) and the yellow ones represent the 108 galaxies from the MaNGA sample with independent estimations of the dynamical mass-to-light ratio, Υ_e^{Sch} , by Jin et al. (2020). Top right-hand panel: early-type galaxies. Bottom right-hand panel: late-type galaxies. In all panels the green symbols are the outliers. The dashed black and red lines represent the one-to-one relationship and the best-fit to the data points. The dotted red lines mark the 2σ band.

activity, (ii) mass loss history, or (iii) external factors, such as environment or accretion history. To explore the origin of this scatter due to internal factors we include the sample of AGN’s extracted for the current MaNGA sample derived following the criteria presented in Sánchez et al. (2018). We find that the nuclear activity does not contribute to the scatter. An interesting result here is that the sample of AGNs follows the one-to-one relationship, none of them are outliers. This result suggests that the role of the AGN in the galactic dynamics and structure is unimportant, at least at the effective radius, although some possible counterexamples are found by del Moral-Castro et al. (2020). The nature of the 3%–5% of outliers found in Figures 4 and 5 deviating from the main trend could provide key information about the nature of the scatter. The stellar orbital structure of those galaxies will be explored in a forthcoming article using state-of-the-art dynamical orbital modelings, following Zhu et al. (2018b) and Jin et al. (2020).

Zaritsky et al. (2008) claim that the approach used to explore the UFP could fail for gas rich galaxies. In other words, for systems where the majority of the baryons are in the gas instead of the stars, the ratio between the dynamical mass and the optical luminosity from stars $\Upsilon_e = M_{\text{dyn}}/L_e$, becomes larger. In our analysis the scatter for LTGs is slightly bigger than the one for ETGs in all the relations explored in this paper (see Figures 3–5, 8, and B1). This is because measuring the stellar kinematic parameters, effective radius, and dynamical masses of galaxies with emission lines, younger and more metal-poor than the LTGs, is less accurate due to the limited spectral resolution.

4.1. The Impact of Sample Selection on the Universal Fundamental Plane

The increasing amount of observational data at intermediate and high redshifts has allowed us to study the evolution of scaling relations (e.g., Kassin et al. 2007; Miller et al. 2011; Übler et al. 2017). There is so far no convergence on the results. However, high redshift studies, often include all types of galaxies (e.g., merger, interacting, perturbed, face-on, edge-on, and even data with low signal-to-noise), i.e., without performing a precise cleaning and/or selection of the sample. This can be reflected in a spurious variation in the slope and zero-point of the reported scaling relations. We define three samples to explore how the best-fitted parameters on the UFP could be affected by making, or not making, a detailed selection of the galaxies and spaxels within galaxies:

1. Sample A: the full MaNGA Product Launch-7 (MPL-7) of 4817 galaxies without any cleaning. This sample includes galaxy mergers, interacting galaxies, all environments, face and edge-on galaxies, as well as data with low S/Ns.
2. Sample B: in this sample we apply the analysis presented in Section 3.2 to exclude face-on and edge-on galaxies with inclinations $i < 25^\circ$ and $i > 75^\circ$ as well as the galaxies where the percentage of good spaxels within R_e is below to 60%, but it includes galaxy mergers and interacting galaxies. This sample comprises 2904 galaxies.
3. Sample C: this is the one used along the main body of this study. It comprises the 2458 galaxies from the MPL-7 with a rigorous cleaning and selection excluding

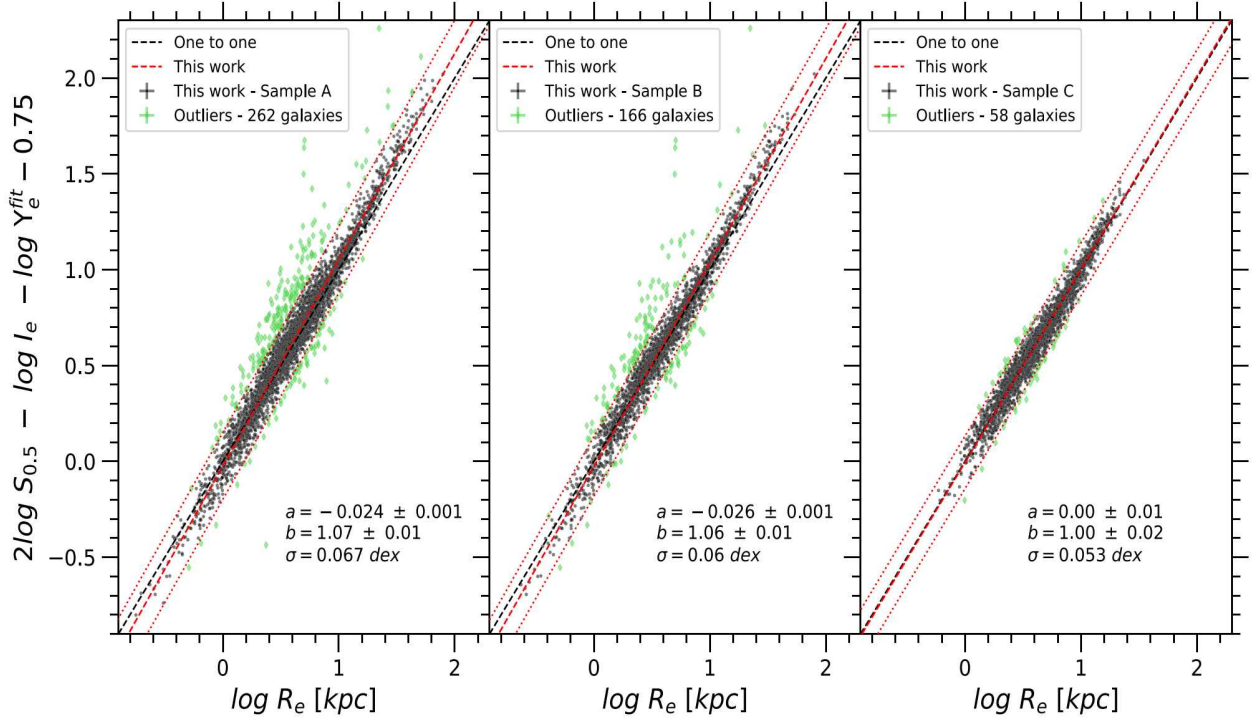


Figure 6. Universal fundamental plane. Left panel: sample A. Middle: sample B. Right: sample C. In all panels the red dashed and dotted lines mark the best-fit and the 2σ band. Green symbols are outliers. We find variations in the zero-point and the scatter in the less cleaned Sample A increases in comparison with the best selected Sample C. This result shows the importance of a rigorous selection of the sample to study scaling relations.

the same that the sample B but also mergers and interacting galaxies.

In Figure 6 we show the UFP for the three samples mentioned above. We find slight variations in the slope, while the variations in the zero-points are more important among the samples. As expected, the amount of outliers increases when the sample is poorly cleaned. The scatter increases from 0.053 dex in sample C to 0.067 dex in sample A. This result could be important for high redshift studies where often all galaxy types are included.

5. The Dynamical Mass Estimator

Historically, the virial theorem has been the primary tool to determine the dynamical mass of galaxies (e.g., Zwicky 1933). Hence, the estimated dynamical mass-to-light ratios within R_e , Υ_e^{fit} , derived from the tensor virial theorem can be used to measure dynamical masses within R_e . We apply Equation (9) and the β_i 's coefficients to get Υ_e^{fit} , then we multiply by the luminosity, L_e , to estimate the dynamical mass.

In Figure 7 we plot the one-to-one relation between the estimated dynamical mass derived adopting the described procedure, and the inferred from the dynamical modeling by Zhu et al. (2018b) for the subsample of 300 CALIFA galaxies analyzed along this article. We also include our previous published estimations, based on just the kinematic parameter $S_{0.5}$ (see Equation (5) in Aquino-Ortíz et al. 2018). We find that our new estimations of the dynamical masses are consistent with those derived by dynamical models within a scatter of 0.09 dex. This scatter is smaller than that of 0.15 dex found using only the total velocity parameter $S_{0.5}$. This result is expected in the sense that Equation (9) includes more information on galaxies, combining the kinematics, luminosity,

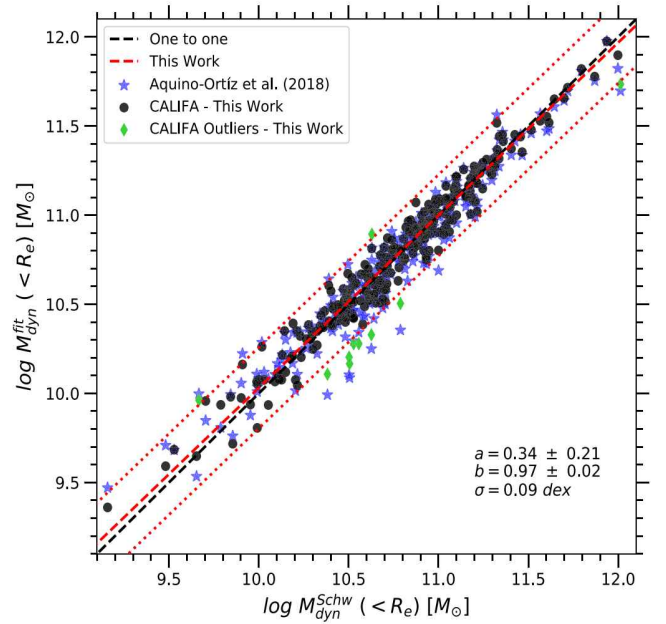


Figure 7. One-to-one relationship between dynamical masses from the subsample of 300 CALIFA galaxies. Black symbols represent the comparison between the dynamical masses inferred from dynamical models by Zhu et al. (2018b) and the ones from this analysis using the kinematics and surface brightness (Equation (9)). The $M_{\text{dyn}}^{\text{fit}}$ are estimated with the Υ_e^{fit} multiplied by the luminosity L_e . Blue symbols represent the comparison between the dynamically estimated one and those using only the total velocity parameter $S_{0.5}$ by Aquino-Ortíz et al. (2018). Green symbols are outliers.

and the scale-length (reinforcing the idea that all those parameters are indeed important to derive the dynamical stage of a galaxy). This is indeed the same information that the

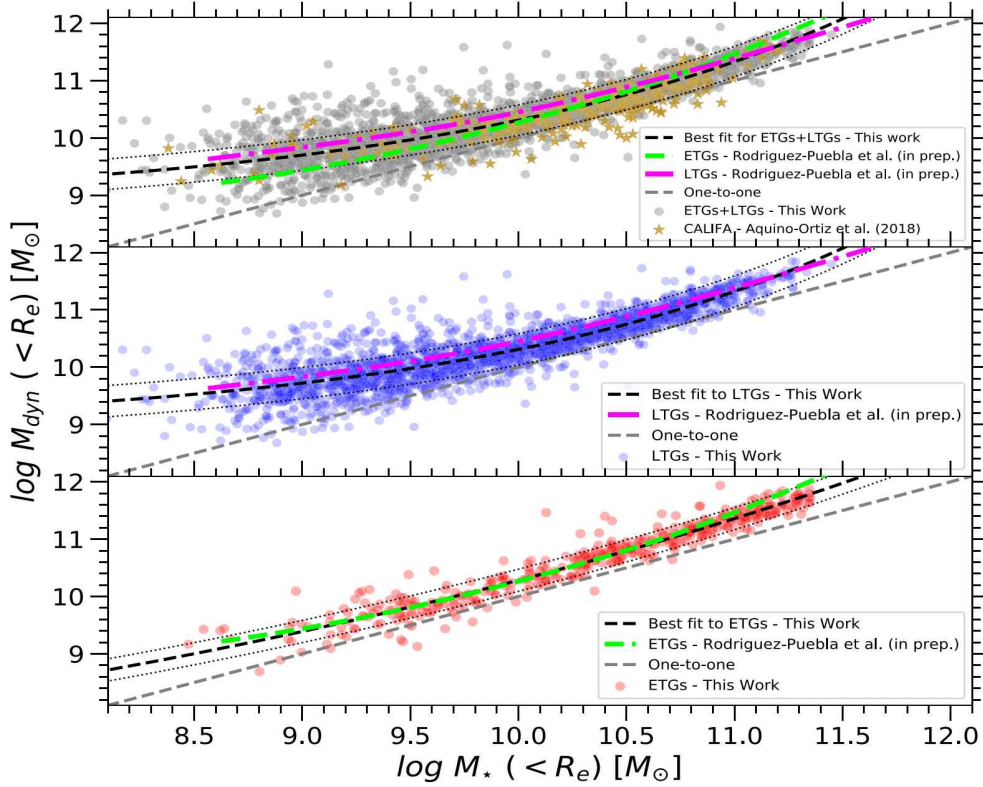


Figure 8. $M_{\text{dyn}}-M_*$ relation at R_e . Top panel: gray symbols represent the relation for the full MaNGA sample, and orange symbols represent those for galaxies from the CALIFA survey by Aquino-Ortíz et al. (2018). Middle panel: the relation for LTGs. Bottom panel: The distribution for ETGs. In all panels green and magenta dashed lines represent the predictions for ETGs and LTGs from semiempirical models by A. Rodríguez-Puebla et al. (2020, in preparation). Black dashed and dotted lines are the best-fit and the 1σ bands for the observed distribution. Grey dashed line is the one-to-one comparison.

Schwarzschild orbit-superposition method uses to build dynamical models (e.g., van den Bosch et al. 2008).

5.1. The Dynamical-to-stellar Mass Relation

For the MaNGA sample we do not have independent information about the dynamical masses to perform a direct comparison. Instead of that, following our previous explorations presented in Aquino-Ortíz et al. (2018) we study the distribution of stellar masses along the dynamical ones. The top panel of Figure 8 presents the $M_{\text{dyn}}-M_*$ relation for the MaNGA data set, together with the results for galaxies from the CALIFA survey (Aquino-Ortíz et al. 2018). We find good agreement between the distributions for CALIFA and MaNGA galaxies. We characterize the observed distribution for the MaNGA data set with the following functional form:

$$\log(M_{\text{dyn}_e}) = \alpha_1 \times \alpha_2^{\log(M_*)} + \alpha_3. \quad (10)$$

In Table 1 we report the best-fit parameters to the all sample, early and late galaxy types.

For comparison proposes, we also include predictions from a semiempirical modeling approach by A. Rodríguez-Puebla et al. (2020, in preparation). For the semiempirical modeling the authors generated a complete population of galaxies by loading the bulge/disk systems into Λ Cold Dark Matter halos, taking into account the adiabatic contraction of the inner halo by the baryons, and following the semiempirical stellar-to-halo mass relations (hereafter SHMR) of late- and early-type galaxies.

Table 1
Best-fit Parameters to the $M_{\text{dyn}_e}-M_*$ Relation for the MaNGA Data Set

Sample	$\alpha_1 \pm 1\sigma$	$\alpha_2 \pm 1\sigma$	$\alpha_3 \pm 1\sigma$	Scatter
All	0.009 ± 0.003	1.676 ± 0.045	8.79 ± 0.08	0.26
LTGs	0.006 ± 0.003	1.719 ± 0.057	8.90 ± 0.09	0.27
ETGs	0.811 ± 0.521	1.205 ± 0.049	5.03 ± 1.20	0.19

The middle (bottom) panel of Figure 8 shows the $M_{\text{dyn}}-M_*$ relation for LTGs (ETGs) and a comparison between the best-fit estimation provided by our analysis and the semiempirical prediction. We find a remarkable agreement with the theoretical approach. For LTGs with stellar masses below $\sim 8 \times 10^{10} M_\odot$ in the $M_{\text{dyn}}-M_*$ relation, there is a curvature toward larger dynamical masses, which indicates that the inner regions of galaxies at the low stellar mass regime appear to be more dominated by dark matter as they become less massive. Whereas for more massive galaxies the deviation is weaker. For ETGs the distribution follows a nearly linear relation at all masses with a slight bend for low-mass galaxies. Both the observed distribution for the MaNGA data set and the predictions for the semiempirical models follow similar trends. The bends seen in the predictions are well understood. As we mentioned before, by construction, the semiempirical models follow the SHMR, which bends at lower M_*/M_{vir} ratios both at lower and higher halo masses (e.g., see the bottom panel of Figure 5 in Rodríguez-Puebla et al. 2015). The shape of this SHMR is inherited to the predicted inner mass distribution, hence to the M_*-M_{dyn} relation at R_e . Therefore, our observed distribution, which agrees with

the predicted one, could be an important tool to attain a connection between the inner galaxy dynamics of the local galaxy population and the properties of the cosmological dark matter halos. A similar result was found by Ouellette et al. (2017) in their stellar-to-total mass relation (hereafter, STMR) for 190 Virgo cluster galaxies from the Spectroscopy and *H*-band Imaging of the Virgo cluster (SHIVir) survey. They found an increased scatter in the STMR for galaxies with stellar masses lower than $1 \times 10^{10} M_{\odot}$, while it is tightest in the regime of massive ellipticals and early-type spirals.

6. Summary and Conclusions

Using the 2458 galaxies observed with integral field spectroscopy from the MaNGA survey, we study a UFP for early and late galaxy types calibrated with a subsample of 300 galaxies from the CALIFA survey adopting a totally empirical approach. We also reexamine the $M_{*}-S_{0.5}$ scaling relation presented in Appendix B. We summarize the main results of this study as follows:

(i) We calibrate the UFP with a subsample of 300 galaxies from the CALIFA survey with independent estimations of the dynamical mass-to-light ratios within R_e , Υ_e^{Sch} , surface brightness, I_e , and total velocity parameter, $S_{0.5}$. We find that all classes of galaxies, from spheroids to disks, follow this universal fundamental plane.

(ii) The low scatter observed in the CALIFA subsample (~ 0.04 dex) and MaNGA sample (~ 0.05 dex) about the mean relation is comparable to or even lower than the ones observed in the TF relation for spiral galaxies (e.g., Avila-Reese et al. 2008; Aquino-Ortíz et al. 2018, ~ 0.05 dex), and the fundamental plane for ETGs (e.g., Cappellari et al. 2013, ~ 0.09 dex). Furthermore, the scatter for ETGs (0.037 dex) and LTGs (0.058 dex) in the UFPs for the MaNGA sample are lower than the ones reported by Li et al. (2018) in the mass plane (0.047 dex and 0.061 dex for early and late galaxy types, respectively). This reduced scatter is because our approach is more general, including more information of galaxies, such as the surface brightness, I_e , kinematics, $S_{0.5}$, effective radius, R_e , and dynamical mass-to-light ratio, Υ_e .

(iii) We propose a simple but competitive procedure to estimate the dynamical mass-to-light ratio within effective radius, Υ_e , in galaxies (hence the dynamical mass), which is easier to apply to massive surveys than to more detailed analysis, although with lower precision.

(iv) We use the estimated dynamical mass-to-light ratio, Υ_e^{fit} , from our analysis to explore the UFP with the MaNGA data set. The results are consistent with those from the CALIFA subsample with a slightly larger scatter (~ 0.05 dex) in good agreement with that of ~ 0.05 dex suggested by Zaritsky et al. (2008).

(v) We show that AGN hosts follow the same one-to-one relationship within 1σ as the general population of galaxies. Furthermore, none of them are outliers. This result could suggest that the role of the nuclear activity is unimportant in determining the inner structure of galaxies.

(vi) We find that environmental effects such as merging galaxies change the parameters of the studied scaling relations; such an effect may be relevant for the interpretation of high redshift studies.

(vii) We find $\sim 3\%$ of outliers in the UFP for both the CALIFA and MaNGA subsamples. They could provide key

information about the scatter. We will explore the nature of those outliers in an upcoming dynamical study.

(viii) We find a remarkable agreement between the observed $M_{\text{dyn}}-M_{*}$ distribution and the predicted with semiempirical modeling approach. This relation could be a projection of the SHMR at the inner part of galaxies, therefore, a connection between the inner galaxy dynamics of the local population of galaxies and the properties of the Λ CDM halos.

(ix) Finally, in Appendix B, we confirm that ETGs and LTGs together follow the $M_{*}-S_{0.5}$ relationship with a remarkable reduction of scatter (0.1 dex) compared to the individual $M_{*}-V_{R_e}$ (0.23 dex) and $M_{*}-\sigma_{*}$ (0.14 dex) relations. The scatter is in good agreement with previous studies using different surveys, such as SAMI (Cortese et al. 2014; Barat et al. 2019) and CALIFA (Aquino-Ortíz et al. 2018; Gilhuly et al. 2019). The remarkable reduction of the scatter points toward a more complex internal kinematics in galaxies. LTGs, which are rotation-dominated systems, frequently show no-circular(random) motions (e.g., Cortese et al. 2014; Aquino-Ortíz et al. 2018; Zhu et al. 2018c). On the other hand, ETGs, velocity dispersion-dominated systems, sometimes present a fraction of rotation (e.g., Emsellem et al. 2007; Cappellari et al. 2011; Graham et al. 2018; Falcón-Barroso et al. 2019). The combination of V_{R_e} and σ_{*} in a single parameter $S_{0.5}$, provides a better proxy for the circular velocity.

We thank Stephane Courteau for taking the time to read this work in detail and to give us feedback to improve it. We are grateful for the support of CONACYT grants CB-285080 and FC-2016-01-1916, and funding from the PAPIIT-DGAPA-IN100519 (UNAM) project. O.V. and E.A. acknowledge support from PAPIIT-DGAPA: IN112518 and IG101620 UNAM grants. J.K.B.B. is thankful for funding from the PAPIIT-DGAPA-IA100420 (UNAM) project. G.v.d.V. acknowledges funding from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation program under grant agreement No. 724857 (Consolidator Grant ArcheoDyn). P.B.T acknowledges partial support from Fondecyt Regular 1200703 and CONICYT project Basal AFB-170002. This study makes use of data from the CALIFA (<https://califa.caha.es/>) and MaNGA (<https://www.sdss.org/surveys/manga/>) surveys. Data used in this research was supported through computational and human resources provided by the LAMOD UNAM project. LAMOD is a collaborative effort between the IA, ICN, and IQ institutes at UNAM.

Funding for the Sloan Digital Sky Survey IV has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the U.S. Department of Energy Office of Science, and the Participating Institutions. SDSS acknowledges support and resources from the Center for High-Performance Computing at the University of Utah. The SDSS website is www.sdss.org.

SDSS is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions of the SDSS Collaboration including the Brazilian Participation Group, the Carnegie Institution for Science, Carnegie Mellon University, the Chilean Participation Group, the French Participation Group, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Instituto de Astrofísica de Canarias, The Johns Hopkins University, Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe (IPMU)/University of Tokyo, the Korean Participation Group, Lawrence Berkeley National Laboratory, Leibniz Institut für

Astrophysik Potsdam (AIP), Max-Planck-Institut für Astro-
 nomie (MPIA Heidelberg), Max-Planck-Institut für Astrophy-
 sik (MPA Garching), Max-Planck-Institut für Extraterrestrische
 Physik (MPE), National Astronomical Observatories of China,
 New Mexico State University, New York University, Uni-
 versity of Notre Dame, Observatório Nacional/MCTI, The
 Ohio State University, Pennsylvania State University, Shanghai
 Astronomical Observatory, United Kingdom Participation
 Group, Universidad Nacional Autónoma de México, University
 of Arizona, University of Colorado Boulder, University
 of Oxford, University of Portsmouth, University of Utah,
 University of Virginia, University of Washington, University
 of Wisconsin, Vanderbilt University, and Yale University.

Appendix A

The General Fundamental Manifold

Initially, Zaritsky et al. (2008, 2011) proposed the funda-
 mental manifold as a result of a fitting function for $\log \Upsilon_e$.
 Because they did not have independent estimations for the Υ_e
 for its sample of 1925 galaxies, that fitting function depends
 only on two variables that are distance independent: the total
 velocity parameter $S_{0.5}$, and the i -band surface brightness I_e ,

including a second order and cross-terms as follows:

$$\log(\Upsilon_e^{\text{fit}}) = \alpha_1 \log(S_{0.5}) + \alpha_2 \log(I_e) + \alpha_3 \log^2(S_{0.5}) \\
 + \alpha_4 \log^2(I_e) + \alpha_5 \log(S_{0.5})\log(I_e) + \alpha_6, \quad (\text{A1})$$

where the α_i are the coefficients for each term of the adopted
 functional form. They replaced the values of $\log(\Upsilon_e^{\text{fit}})$ estimated
 with Equation (A1) with $\log(\Upsilon_e) - C$ in Equation (8) and plotted
 a rearrangement of the terms. They found that all classes of
 galaxies lie on the fundamental manifold with a scatter of 0.1 dex.

We recalibrate the α_i coefficients in Equation (A1) using
 the independent estimations of Υ_e^{Sch} , $S_{0.5}$, and I_e (defined in
 Section 4) for the 300 galaxies from the CALIFA survey. For this
 calibration we apply a full quadratic 3D fit to the data set. The
 best fit, with a reduced $\chi^2 = 0.84$, yields the following values
 to the α_i coefficients: $\alpha_1 = -0.60 \pm 0.17$, $\alpha_2 = 2.12 \pm 1.53$,
 $\alpha_3 = -1.36 \pm 0.14$, $\alpha_4 = -0.40 \pm 0.1$, $\alpha_5 = 0.13 \pm 0.04$,
 and $\alpha_6 = 0.20 \pm 0.1$. In Figure A1 we show the FM for all
 the MaNGA data set once the α_i coefficients have been calibrated
 to estimate $\log(\Upsilon_e^{\text{fit}})$. We confirm that all galaxy types follow
 the same FM with a scatter of ~ 0.1 dex, in good agreement with
 Zaritsky et al. (2008, 2011).

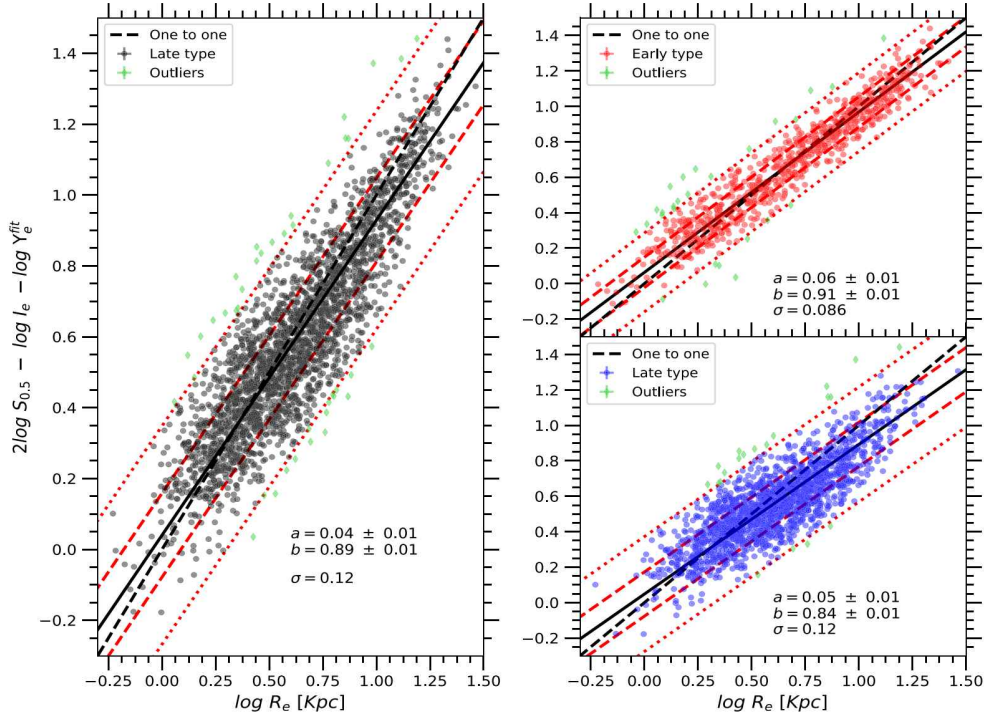


Figure A1. Fundamental manifold for the MaNGA sample. Left: the full sample with the dashed black line as the one-to-one relationship and the solid line as the best fit of the data. Top right: early-type galaxies. Bottom right: late-type galaxies. Red dashed and dotted lines marks the 1σ and 2σ bands, respectively, while green symbols are the outliers.

Appendix B

Scaling Relations with Integrated and Spatially Resolved Kinematics

In this appendix we show the kinematic scaling relations with both integrated and spatially resolved kinematics for galaxies segregated by early and late types. We include the sample of AGNs extracted from the current MaNGA sample derived following the criteria presented in Sánchez et al. (2018). In addition, we include some reference relations found

by previous studies and the best-fitted relations for our data set. Table B1 summarizes the results of our orthogonal linear fit along the horizontal axis considering the stellar mass on the vertical axis as the independent variable.

B.1. Stellar Mass versus Integrated Kinematics

In the left-hand panel of Figure B1 we show the $M_\star - V_{R_e}$ relation. This relation has a large scatter of 0.23 dex in $\log(V_{R_e})$. This scatter is similar to those found by Aquino-Ortíz et al.

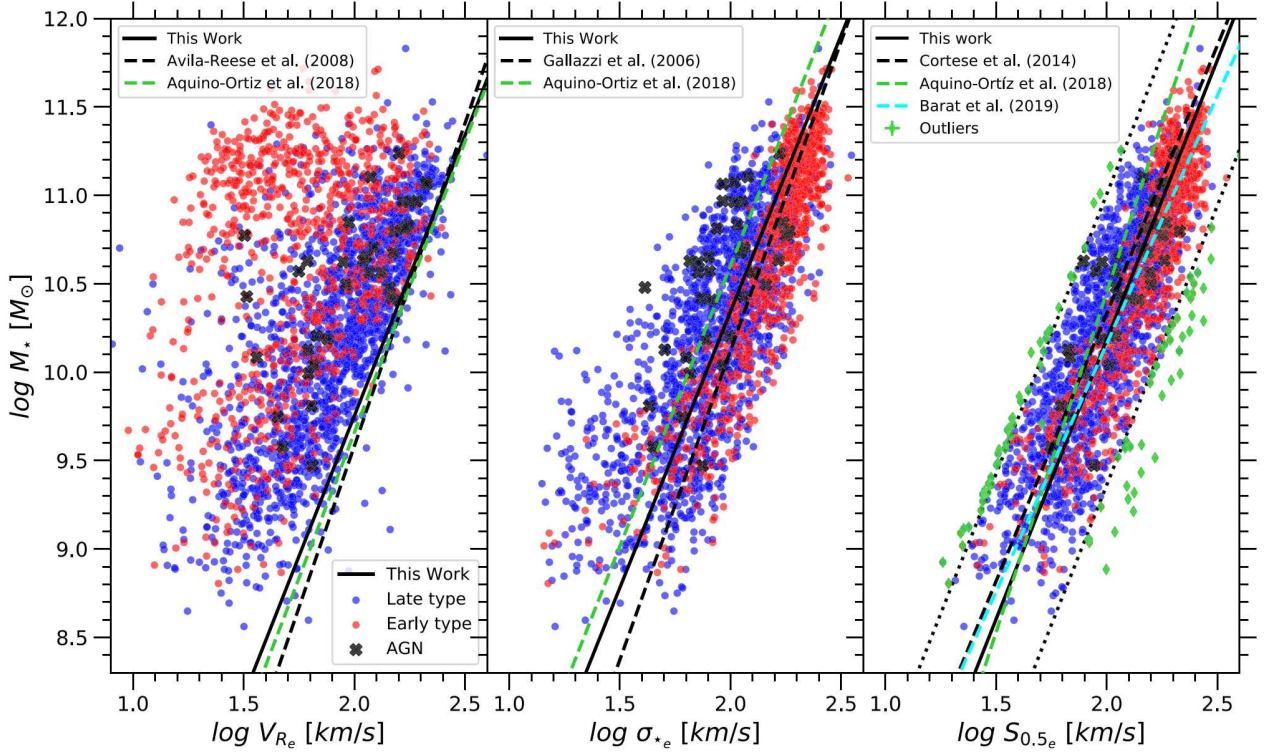


Figure B1. Scaling relations with integrated kinematics for the MaNGA data set. Red and blue symbols represent early- and late-type galaxies, respectively, while black symbols are the AGNs from the sample of Sánchez et al. (2018). Left panel: $M_\star - V_{R_e}$ relation; black and green dashed lines represent the orthogonal best fits for the classical TF relation using V_{\max} , from Avila-Reese et al. (2008) and Aquino-Ortíz et al. (2018), respectively. The solid black line represents the classical TF relation for the subsample of 200 spiral galaxies studied in this work. Middle panel: $M_\star - \sigma_*$ relation; the solid black line represents our best-fit for the MaNGA data set, the dashed black and green lines represent the best fit for the FJ relation from Gallazzi et al. (2006) and Aquino-Ortíz et al. (2018), respectively. Right panel: $M_\star - S_{0.5}$ relation; green symbols are the outliers, black and cyan dashed lines indicate the best fits from Cortese et al. (2014) and Barat et al. (2019) for the SAMI survey and the green dashed line is the best-fit from Aquino-Ortíz et al. (2018) for the CALIFA one, respectively. The black solid and dotted lines represent our best fit and the 2σ band.

Table B1
Linear Best-fit Parameters to Scaling Relations with Integrated Kinematics

	No. Galaxies	$M_\star - V_{R_e}$			$M_\star - \sigma_*$			$M_\star - S_{0.5}$		
		Scatter	$b \pm 1\sigma$	$a \pm 1\sigma$	Scatter	$b \pm 1\sigma$	$a \pm 1\sigma$	Scatter	$b \pm 1\sigma$	$a \pm 1\sigma$
This Work	2458	0.23	0.21 ± 0.01	-0.36 ± 0.08	0.14	0.32 ± 0.01	-1.31 ± 0.14	0.1	0.31 ± 0.01	-1.22 ± 0.04
Barat et al. (2019)	270	0.05	0.36 ± 0.01	-1.62 ± 0.06
Aquino-Ortíz et al. (2018)	278	0.20	0.16 ± 0.02	0.32 ± 0.30	0.16	0.31 ± 0.03	-1.37 ± 0.25	0.08	0.26 ± 0.01	-0.78 ± 0.1
Cortese et al. (2014)	105	0.26	0.16	0.1	0.33 ± 0.01	-1.41 ± 0.08
Gallazzi et al. (2006)	26 003	0.07	0.286	-0.895

Note. All scatters are estimated from the linear best fit. We consider stellar mass, M_\star , as an independent variable. $\log(V_{R_e}, \sigma_*, S_{0.5}) = a + b \log(M_\star)$. V_{R_e} , σ_* , and $S_{0.5}$ are given in $[\text{km s}^{-1}]$, M_\star in M_\odot . The best-fit parameters for this work, Barat et al. (2019), Aquino-Ortíz et al. (2018), and Cortese et al. (2014) correspond to samples including ETGs+LTGs, while the sample from Gallazzi et al. (2006) is only for ETGs.

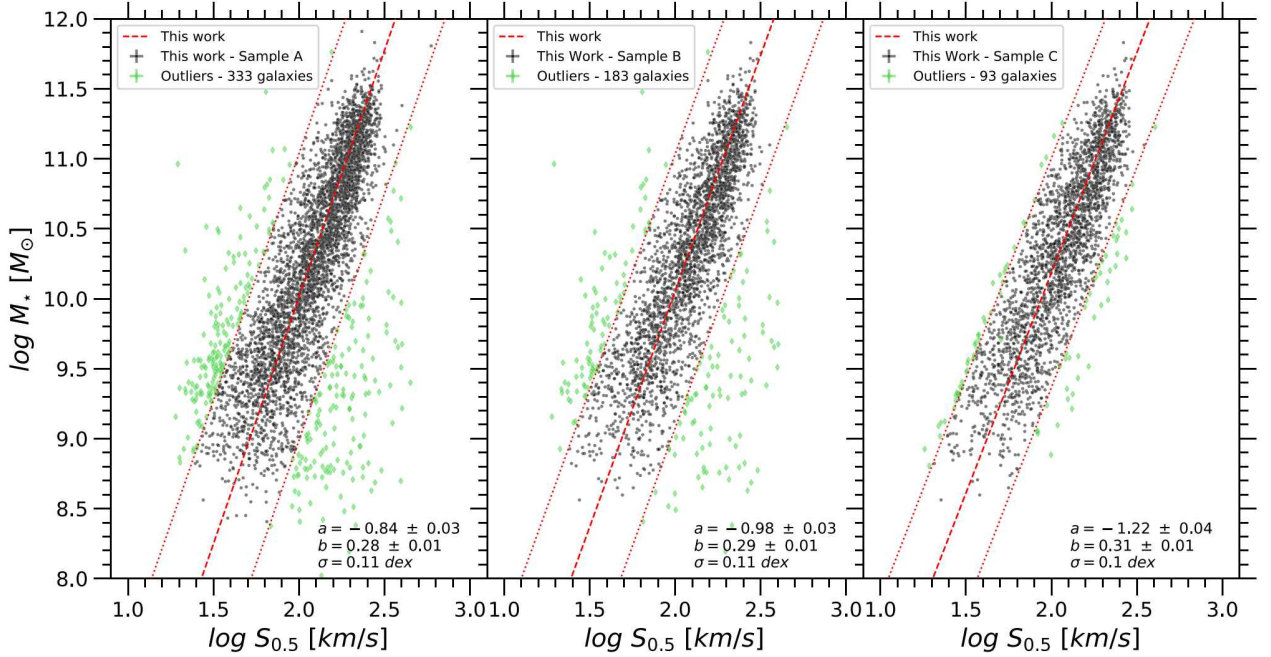


Figure B2. M_* - $S_{0.5}$ relation. Left panel: sample A. Middle: sample B. Right: sample C. In all panels the red dashed and dotted lines mark the best-fit and the 2σ band. Green symbols are the outliers. This plot shows variations of the zero-point and an increase of outliers between the rigorously cleaned sample and the poorly cleaned ones.

(2018) for CALIFA galaxies (0.20 dex) and by Cortese et al. (2014; 0.26 dex) for galaxies from the SAMI survey. The huge scatter in these three samples is mostly dominated by the contribution of ETGs, that are mostly slow rotators (e.g., Emsellem et al. 2007; Graham et al. 2018; Falcón-Barroso et al. 2019). As a reference, we include the derivation of the classical TF relation as presented in Avila-Reese et al. (2008)⁹ and Aquino-Ortíz et al. (2018), and the one found in this study, all using V_{\max} for the rotation velocity. As expected, there is an offset between this classical TF derivation and our results at R_e . The scatter is also expected to be larger for the TF using V_{R_e} than using V_{\max} .

In the central panel of Figure B1 we show the M_* - σ_{*e} relation. As a reference the FJ relation derived by Gallazzi et al. (2006) and Aquino-Ortíz et al. (2018) and the best-fit for the MaNGA sample have been included for comparison. We find a scatter of 0.14 dex in $\log(\sigma_{*e})$ with respect to the best-fitted relation in our data, in agreement with the one found by Cortese et al. (2014) and Aquino-Ortíz et al. (2018) of 0.16 dex. However, the scatter for these three samples is larger than 0.07 dex, the one reported by Gallazzi et al. (2006) for only ETGs. As expected, ETGs follow the FJ relation. Contrary to the M_* - V_{R_e} relation where the scatter is dominated by ETGs, in the M_* - σ_{*e} relation the scatter is dominated by LTGs.

In the right-hand panel of Figure B1 we show the M_* - $S_{0.5}$ distribution. The relations derived by Cortese et al. (2014) and Barat et al. (2019) for the SAMI survey, as well as the one by Aquino-Ortíz et al. (2018) for the CALIFA data set have been included as a reference together with the best linear fit derived with our own MaNGA data. This M_* - $S_{0.5}$ relation is clearly tighter than those relations using rotation or velocity dispersion separately. In this study for the MaNGA data set we find a

scatter of ~ 0.1 dex in $\log(S_{0.5})$. This scatter is in agreement with the ones reported for the kinematic relations for galaxies from the SAMI and CALIFA surveys (see Table B1). The reduction in the scatter when introducing the total velocity parameter, $S_{0.5}$, indicates that it is a better tracer of the circular velocity, i.e., the gravitational potential. Therefore, the total velocity parameter, $S_{0.5}$, is a better proxy to estimate dynamical masses than the rotation velocity and the velocity dispersion separately. We find some differences in the slope and zero-point for these scaling relations between this work for the MaNGA data set and the values reported in the literature for other surveys. These variations may be induced due to differences in sample selection, survey systematics, and instrumental resolutions. Then it is hard to interpret the observed disagreements as physical differences. Despite of these discrepancies in the actual reported values, the trends that they trace are very similar.

We use the three samples described in Section 4.1 to study how the best-fit parameters to the M_* - $S_{0.5}$ scaling relations could be affected by using samples without a rigorous cleaning, excluding interacting galaxies, mergers, face-on and edge-on galaxies, perturbed galaxies, and even data with low S/Ns. In the right-hand panel of Figure B2 we show the M_* - $S_{0.5}$ relation for Sample C, the one rigorously cleaned. While in the middle and left-hand panels we show the relations for the samples B and A, the ones poorly cleaned, respectively. We find that as the samples are less cleaned, the slopes and zero-points decrease, while, as expected, the amount of outliers increases, although the scatter is not affected.

B.2. Stellar Mass versus Spatially Resolved Kinematics

Random and/or systematic errors could play an important role in the physical interpretation of scaling relations. They can modify the slope, zero-point, and scatter. We have tried to narrow down their effects using our MaNGA subsample of

⁹ We have reduced the stellar mass in Avila-Reese et al. (2008) by 0.09 dex in order to convert from diet-Salpeter to Chabrier IMF.

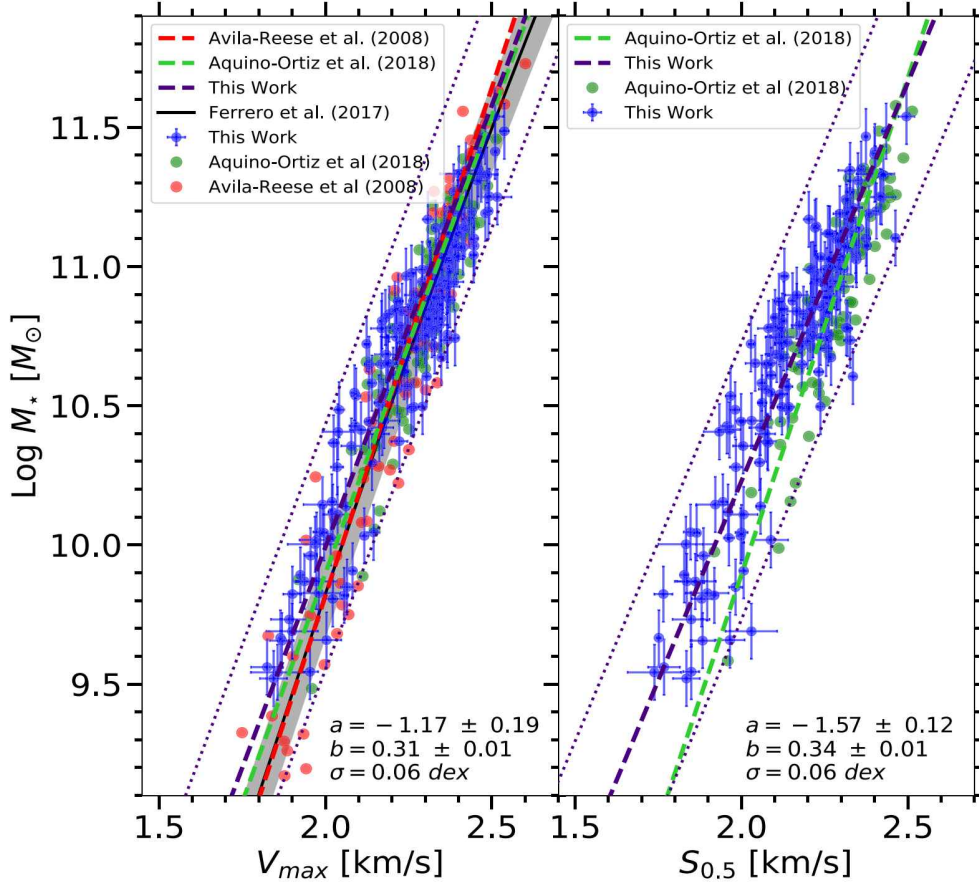


Figure B3. Scaling relations with spatially resolved kinematics, V_{\max} . Left panel: Tully–Fisher relation; red symbols represent the data compilation from Avila-Reese et al. (2008). The black solid line and the gray shaded band represent the predictions from Ferrero et al. (2017). Right panel: the M_* – $S_{0.5}$ relation. In both panels blue and green symbols and dashed lines represent the results from the MaNGA subsample and the one published by Aquino-Ortíz et al. (2018) for the CALIFA survey.

Table B2
Linear Fit Parameters for the Scaling Relations with Spatially Resolved Kinematics

Scaling Relation		Tully–Fisher			M_* versus $S_{0.5}$		
Authors	No. of Galaxies	Scatter (dex)	$b \pm 1\sigma$	$a \pm 1\sigma$	Scatter (dex)	$b \pm 1\sigma$	$a \pm 1\sigma$
This work	200	0.061	0.31 ± 0.01	-1.17 ± 0.19	0.066	0.34 ± 0.01	-1.57 ± 0.12
Avila-Reese et al. (2008)	76	0.045	0.27 ± 0.01	-0.65 ± 0.12
Aquino-Ortíz et al. (2018)	92	0.053	0.30 ± 0.02	-1.00 ± 0.02	0.052	0.28 ± 0.02	-0.92 ± 0.21
Ferrero et al. (2017)	7482	0.040	0.30 ± 0.05	-0.86 ± 0.02

Note. All scatters are estimated from the linear fit, we consider stellar mass, M_* , as an independent variable. $\log(V_{\max}, S_{0.5}) = a + b \log(M_*)$. V_{\max} and $S_{0.5}$ are given in $[\text{km s}^{-1}]$, M_* in M_{\odot} .



good quality 200 LTGs described before. In particular, we tried to reproduce the “Classical TF relation” using the V_{\max} derived with the detailed spatially resolved kinematic analysis described in Section 3.4. In the left-hand panel of Figure B3 we show our best TF relation compared with (i) the one from Aquino-Ortíz et al. (2018) using a subsample of 92 spiral galaxies from the CALIFA survey; (ii) the relation from Avila-Reese et al. (2008) who used a compiled and homogenized sample; and (iii) the prediction from Ferrero et al. (2017) who used 7482 simulated galaxies at $z = 0$ from the Evolution and Assembly of GALaxies and their Environments (EAGLE) project (Schaye et al. 2015). The best-fitted parameters derived for the TF relation for these four samples, including those analyzed in this work, match pretty well, as shown in Table B2.

In the right-hand panel of Figure B3 we show the most precise estimation of the M_* – $S_{0.5}$ relationship using V_{\max} . We find differences in the slope and zero-point with respect to the subsample of 92 galaxies from the CALIFA survey published by Aquino-Ortíz et al. (2018; See Table B2). Similar to the scaling relations with integrated kinematics, these variations are induced due to differences in samples and survey systematics, and instrumental resolutions. However, the trends that they trace are very similar, as seen in Figure B3.

The interesting result is that the “Classical TF relation” and the M_* – $S_{0.5}$ using V_{\max} are tight, with the scatter very similar for the same subsample for LTGs (see Table B2). If we include in both relations ETGs, which are velocity dispersion-dominated systems, the scatter on the TF increases but does

not significantly increase on the $M_{\star}-S_{0.5}$ (see Table B1). The total velocity parameter, $S_{0.5}$, a combination of rotation velocity and velocity dispersion seems to be the best tracer of the circular velocity reducing the scatter in the stellar mass–velocity relations. The same result was found by De Rossi et al. (2012) for simulations and by Aquino-Ortíz et al. (2018) for observational data from the CALIFA survey.

ORCID iDs

E. Aquino-Ortíz  <https://orcid.org/0000-0003-1083-9208>
 S. F. Sánchez  <https://orcid.org/0000-0001-6444-9307>
 O. Valenzuela  <https://orcid.org/0000-0002-0523-5509>
 Yunpeng Jin  <https://orcid.org/0000-0001-9902-566X>
 Ling Zhu  <https://orcid.org/0000-0002-8005-0870>
 Glenn van de Ven  <https://orcid.org/0000-0003-4546-7731>
 J. K. Barrera-Ballesteros  <https://orcid.org/0000-0003-2405-7258>
 V. Avila-Reese  <https://orcid.org/0000-0002-3461-2342>
 A. Rodríguez-Puebla  <https://orcid.org/0000-0002-0170-5358>
 Patricia B. Tissera  <https://orcid.org/0000-0001-5242-2844>

References

- Akritas, M. G., & Bershady, M. A. 1996, *ApJ*, 470, 706
 Aquino-Ortíz, E., Valenzuela, O., Sánchez, S. F., et al. 2018, *MNRAS*, 479, 2133
 Avila-Reese, V., Zavala, J., Firmani, C., & Hernández-Toledo, H. M. 2008, *AJ*, 136, 1340
 Bacon, R., Copin, Y., Monnet, G., et al. 2001, *MNRAS*, 326, 23
 Bakos, J., & Trujillo, I. 2012, arXiv:1204.3082
 Barat, D., D’Eugenio, F., Colless, M., et al. 2019, *MNRAS*, 487, 2924
 Barrera-Ballesteros, J. K., García-Lorenzo, B., Falcón-Barroso, J., et al. 2015a, *A&A*, 582, A21
 Barrera-Ballesteros, J. K., Sánchez, S. F., García-Lorenzo, B., et al. 2015b, *A&A*, 579, A45
 Bekeraité, S., Walcher, C. J., Falcón-Barroso, J., et al. 2016, *A&A*, 593, A114
 Bertin, G., Ciotti, L., & Del Principe, M. 2002, *A&A*, 386, 149
 Bertola, F., Bettoni, D., Danziger, J., et al. 1991, *ApJ*, 373, 369
 Bezanson, R., Franx, M., & van Dokkum, P. G. 2015, *ApJ*, 799, 148
 Blanton, M. R., Bershady, M. A., Abolfathi, B., et al. 2017, *AJ*, 154, 28
 Blanton, M. R., Kazin, E., Muna, D., Weaver, B. A., & Price-Whelan, A. 2011, *AJ*, 142, 31
 Borriello, A., Salucci, P., & Danese, L. 2003, *MNRAS*, 341, 1109
 Bundy, K., Bershady, M. A., Law, D. R., et al. 2015, *ApJ*, 798, 7
 Busarello, G., Capaccioli, M., Capozziello, S., Longo, G., & Puddu, E. 1997, *A&A*, 320, 415
 Cappellari, M., & Emsellem, E. 2004, *PASP*, 116, 138
 Cappellari, M., Emsellem, E., Krajnović, D., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 813
 Cappellari, M., Scott, N., Alatalo, K., et al. 2013, *MNRAS*, 432, 1709
 Catinella, B., Haynes, M. P., & Giovanelli, R. 2005, *AJ*, 130, 1037
 Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763
 Cid Fernandes, R., Pérez, E., García Benito, R., et al. 2013, *A&A*, 557, A86
 Ciotti, L., Lanzoni, B., & Renzini, A. 1996, *MNRAS*, 282, 1
 Cole, S., Aragon-Salamanca, A., Frenk, C. S., Navarro, J. F., & Zepf, S. E. 1994, *MNRAS*, 271, 781
 Conselice, C. J., Twite, J. W., Palamara, D. P., & Hartley, W. 2018, *ApJ*, 863, 42
 Cortese, L., Fogarty, L. M. R., Ho, I.-T., et al. 2014, *ApJL*, 795, L37
 Courteau, S. 1997, *AJ*, 114, 2402
 Courteau, S., Cappellari, M., de Jong, R. S., et al. 2014, *RvMP*, 86, 47
 Courteau, S., Dutton, A. A., van den Bosch, F. C., et al. 2007, *ApJ*, 671, 203
 Courteau, S., & Rix, H.-W. 1999, *ApJ*, 513, 561
 Croom, S. M., Lawrence, J. S., Bland-Hawthorn, J., et al. 2012, *MNRAS*, 421, 872
 De Rossi, M. E., Tissera, P. B., & Pedrosa, S. E. 2012, *A&A*, 546, A52
 del Moral-Castro, I., García-Lorenzo, B., Ramos Almeida, C., et al. 2020, *A&A*, 639, L9
 DESI Collaboration, Aghamousa, A., Aguilar, J., et al. 2016, arXiv:1611.00036
 Djorgovski, S., & Davis, M. 1987, *ApJ*, 313, 59
 Dressler, A., Lynden-Bell, D., Burstein, D., et al. 1987, *ApJ*, 313, 42
 Drory, N., MacDonald, N., Bershady, M. A., et al. 2015, *AJ*, 149, 77
 Dutton, A. A., Macciò, A. V., Mendel, J. T., & Simard, L. 2013, *MNRAS*, 432, 2496
 Emsellem, E., Cappellari, M., Krajnović, D., et al. 2007, *MNRAS*, 379, 401
 Espinosa-Ponce, C., Sánchez, S. F., Morisset, C., et al. 2020, *MNRAS*, 494, 1622
 Faber, S. M., Dressler, A., Davies, R. L., et al. 1987, in *Nearly Normal Galaxies. From the Planck Time to the Present*, ed. S. M. Faber (New York: Springer), 175
 Faber, S. M., & Jackson, R. E. 1976, *ApJ*, 204, 668
 Falcón-Barroso, J., Lyubenova, M., van de Ven, G., et al. 2017, *A&A*, 597, A48
 Falcón-Barroso, J., van de Ven, G., Lyubenova, M., et al. 2019, *A&A*, 632, A59
 Falcón-Barroso, J., van de Ven, G., Peletier, R. F., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 1787
 Ferrero, I., Navarro, J. F., Abadi, M. G., et al. 2017, *MNRAS*, 464, 4736
 Firmani, C., & Avila-Reese, V. 2000, *MNRAS*, 315, 457
 Fischer, J. L., Domínguez Sánchez, H., & Bernardi, M. 2019, *MNRAS*, 483, 2057
 Forbes, D. A., Ponman, T. J., & Brown, R. J. N. 1998, *ApJL*, 508, L43
 Freeman, K. C. 1970, *ApJ*, 160, 811
 Gallazzi, A., Charlot, S., Brinchmann, J., & White, S. D. M. 2006, *MNRAS*, 370, 1106
 García-Benito, R., González Delgado, R. M., Pérez, E., et al. 2019, *A&A*, 621, A120
 García-Benito, R., Zibetti, S., Sánchez, S. F., et al. 2015, *A&A*, 576, A135
 Gilhuly, C., Courteau, S., & Sánchez, S. F. 2019, *MNRAS*, 482, 1427
 Giovanelli, R., Haynes, M. P., Herter, T., et al. 1997, *AJ*, 113, 53
 Graham, A., & Colless, M. 1997, *MNRAS*, 287, 221
 Graham, M. T., Cappellari, M., Li, H., et al. 2018, *MNRAS*, 477, 4711
 Gunn, J. E., Siegmund, W. A., Mannery, E. J., et al. 2006, *AJ*, 131, 2332
 Hall, M., Courteau, S., Dutton, A. A., McDonald, M., & Zhu, Y. 2012, *MNRAS*, 425, 2741
 Holmes, L., Spekkens, K., Sánchez, S. F., et al. 2015, *MNRAS*, 451, 4397
 Husemann, B., Jahnke, K., Sánchez, S. F., et al. 2013, *A&A*, 549, A87
 Ibarra-Medel, H. J., Sánchez, S. F., Avila-Reese, V., et al. 2016, *MNRAS*, 463, 2799
 Jin, Y., Zhu, L., Long, R. J., et al. 2020, *MNRAS*, 491, 1690
 Kalinova, V., Colombo, D., Rosolowsky, E., et al. 2017, *MNRAS*, 469, 2539
 Kassin, S. A., Weiner, B. J., Faber, S. M., et al. 2007, *ApJL*, 660, L35
 Kelz, A., Verheijen, M. A. W., Roth, M. M., et al. 2006, *PASP*, 118, 129
 Lacerda, E. A. D., Sánchez, S. F., Cid Fernandes, R., et al. 2020, *MNRAS*, 492, 3073
 Law, D. R., Cherinka, B., Yan, R., et al. 2016, *AJ*, 152, 83
 Law, D. R., Yan, R., Bershady, M. A., et al. 2015, *AJ*, 150, 19
 Li, H., Mao, S., Cappellari, M., et al. 2018, *MNRAS*, 476, 1765
 Martín-Navarro, I., Vazdekis, A., La Barbera, F., et al. 2015, *ApJL*, 806, L31
 McGaugh, S. S., Schombert, J. M., Bothun, G. D., & de Blok, W. J. G. 2000, *ApJL*, 533, L99
 Meyer, M. J., Zwaan, M. A., Webster, R. L., Schneider, S., & Staveley-Smith, L. 2008, *MNRAS*, 391, 1712
 Miller, S. H., Bundy, K., Sullivan, M., Ellis, R. S., & Treu, T. 2011, *ApJ*, 741, 115
 Mo, H. J., Mao, S., & White, S. D. M. 1998, *MNRAS*, 295, 319
 Ouellette, N. N. Q., Courteau, S., Holtzman, J. A., et al. 2017, *ApJ*, 843, 74
 Padmanabhan, N., Seljak, U., Strauss, M. A., et al. 2004, *NewA*, 9, 329
 Papastergis, E., Martín, A. M., Giovanelli, R., & Haynes, M. P. 2011, *ApJ*, 739, 38
 Pizagno, J., Prada, F., Weinberg, D. H., et al. 2007, *AJ*, 134, 945
 Ponomareva, A. A., Verheijen, M. A. W., Peletier, R. F., & Bosma, A. 2017, *MNRAS*, 469, 2387
 Prugniel, P., & Simien, F. 1994, *A&A*, 282, L1
 Prugniel, P., & Simien, F. 1996, *A&A*, 309, 749
 Randriamampandry, T. H., Combes, F., Carignan, C., & Deg, N. 2015, *MNRAS*, 454, 3743
 Renzini, A., & Ciotti, L. 1993, *ApJL*, 416, L49
 Reyes, R., Mandelbaum, R., Gunn, J. E., Pizagno, J., & Lackner, C. N. 2011, *MNRAS*, 417, 2347
 Rodríguez, S., & Padilla, N. D. 2013, *MNRAS*, 434, 2153
 Rodríguez-Puebla, A., Avila-Reese, V., Yang, X., et al. 2015, *ApJ*, 799, 130
 Roth, M. M., Kelz, A., Fechner, T., et al. 2005, *PASP*, 117, 620
 Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161

- Sanchez, S. F. 2020, [ARA&A](#), in press:
- Sánchez, S. F., Avila-Reese, V., Hernandez-Toledo, H., et al. 2018, [RMxAA](#), **54**, 217
- Sánchez, S. F., García-Benito, R., Zibetti, S., et al. 2016a, [A&A](#), **594**, A36
- Sánchez, S. F., Kennicutt, R. C., Gil de Paz, A., et al. 2012, [A&A](#), **538**, A8
- Sánchez, S. F., Pérez, E., Sánchez-Blázquez, P., et al. 2016b, [RMxAA](#), **52**, 21
- Sánchez, S. F., Pérez, E., Sánchez-Blázquez, P., et al. 2016c, [RMxAA](#), **52**, 171
- Schaye, J., Crain, R. A., Bower, R. G., et al. 2015, [MNRAS](#), **446**, 521
- Schwarzschild, M. 1979, [ApJ](#), **232**, 236
- Sellwood, J. A., & Sánchez, R. Z. 2010, [MNRAS](#), **404**, 1733
- Smee, S. A., Gunn, J. E., Uomoto, A., et al. 2013, [AJ](#), **146**, 32
- Spekkens, K., & Sellwood, J. A. 2007, [ApJ](#), **664**, 204
- Tonini, C., Jones, D. H., Mould, J., et al. 2014, [MNRAS](#), **438**, 3332
- Tortora, C., La Barbera, F., Napolitano, N. R., de Carvalho, R. R., & Romanowsky, A. J. 2012, [MNRAS](#), **425**, 577
- Tortora, C., Napolitano, N. R., Romanowsky, A. J., Capaccioli, M., & Covone, G. 2009, [MNRAS](#), **396**, 1132
- Tortora, C., Romanowsky, A. J., & Napolitano, N. R. 2013, [ApJ](#), **765**, 8
- Trayford, J. W., & Schaye, J. 2019, [MNRAS](#), **485**, 5715
- Trujillo, I., Burkert, A., & Bell, E. F. 2004, [ApJL](#), **600**, L39
- Tully, R. B., & Fisher, J. R. 1977, [A&A](#), **54**, 661
- Übler, H., Förster Schreiber, N. M., Genzel, R., et al. 2017, [ApJ](#), **842**, 121
- Valenzuela, O., Rhee, G., Klypin, A., et al. 2007, [ApJ](#), **657**, 773
- van den Bosch, R. C. E., van de Ven, G., Verolme, E. K., Cappellari, M., & de Zeeuw, P. T. 2008, [MNRAS](#), **385**, 647
- Verheijen, M. A. W. 2001, [ApJ](#), **563**, 694
- Vogt, N. P., Haynes, M. P., Herter, T., & Giovanelli, R. 2004, [AJ](#), **127**, 3273
- Wake, D. A., Bundy, K., Diamond-Stanic, A. M., et al. 2017, [AJ](#), **154**, 86
- Walcher, C. J., Wisotzki, L., Bekeraité, S., et al. 2014, [A&A](#), **569**, A1
- Weiner, B. J., Willmer, C. N. A., Faber, S. M., et al. 2006, [ApJ](#), **653**, 1027
- Zaritsky, D., Courtois, H., Muñoz-Mateos, J.-C., et al. 2014, [AJ](#), **147**, 134
- Zaritsky, D., Gonzalez, A. H., & Zabludoff, A. I. 2006, [ApJ](#), **638**, 725
- Zaritsky, D., Zabludoff, A. I., & Gonzalez, A. H. 2008, [ApJ](#), **682**, 68
- Zaritsky, D., Zabludoff, A. I., & Gonzalez, A. H. 2011, [ApJ](#), **727**, 116
- Zaritsky, D., Zabludoff, A. I., & Gonzalez, A. H. 2012, [ApJ](#), **748**, 15
- Zhu, L., van de Ven, G., Méndez-Abreu, J., & Obreja, A. 2018a, [MNRAS](#), **479**, 945
- Zhu, L., van de Ven, G., van den Bosch, R., et al. 2018c, [NatAs](#), **2**, 233
- Zhu, L., van den Bosch, R., van de Ven, G., et al. 2018b, [MNRAS](#), **473**, 3000
- Zwaan, M. A., van der Hulst, J. M., de Blok, W. J. G., & McGaugh, S. S. 1995, [MNRAS](#), **273**, L35
- Zwicky, F. 1933, [AchPh](#), **6**, 110

Capítulo 6

Resultados preliminares.

6.1. Análisis dinámico.

Uno de los principales objetivos de los grandes muestreos de galaxias con Espectroscopía de Campo Integral es generar conocimiento nuevo sobre cuál fue el origen de las galaxias y cual ha sido su evolución desde su formación hasta los tiempos actuales. Por lo tanto, para realizar una óptima exploración científica de los datos es fundamental disponer de modelos teóricos para interpretar las observaciones y contrastar hipótesis y escenarios sobre los procesos de formación y evolución de las galaxias. En particular, los modelos que tratan de explicar la dinámica interna de las galaxias son una de las vías fundamentales para restringir y comprender, por ejemplo: (i) la distribución de materia oscura y bariónica (p.ej. [Rix et al., 1997](#); [Williams et al., 2009](#)), (ii) los agujeros negros súper masivos en las regiones centrales de galaxias (p.ej [Magorrian et al., 1998](#); [Siopis et al., 2009](#); [van den Bosch & de Zeeuw, 2010](#); [McConnell et al., 2012](#); [Quenneville et al., 2020](#)), (iii) la distribución orbital (p.ej. [Zhu et al., 2018a,b](#); [Jin et al., 2020](#)), y (iv) la distribución de masa de nuestra Galaxia, la Vía Láctea (p.ej. [Bovy & Rix, 2013](#); [Trick et al., 2017](#); [Nitschai et al., 2020](#)), por mencionar algunos.

Se han propuesto diferentes técnicas para construir modelos que nos ayuden a entender la dinámica interna de galaxias y cúmulos estelares. Cada una de ellas suelen combinar la hipótesis de estado estacionario con otras hipótesis sobre la estructura orbital (p. ej., la anisotropía de velocidad) o la simetría del sistema (p. ej., axisimétrica). Una buena aproximación es que la componente estelar de las galaxias puede considerarse como un sistema no-colisional, ya que la probabilidad de que ocurra un choque entre estrellas dentro de una galaxia se calcula que es varios ordenes de magnitud mayor que la edad del universo (p. ej. [Whipple, 1939](#)). Por lo tanto, la estructura interna de galaxias puede ser descrita a través de su función de distribución, $f(x_i, v_i, t)$, que describe la probabilidad de encontrar una estrella en la posición \bar{x} con velocidad \bar{v} en el tiempo t . En el caso no-colisional, $f(x_i, v_i, t)$ obedece a la ecuación de Boltzmann:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_i \cdot \frac{\partial f}{\partial x_i} - \nabla \Phi \cdot \frac{\partial f}{\partial v_i} = 0, \quad (6.1)$$

donde Φ es el potencial gravitatorio total del sistema (incluye la contribución de las estrellas, el gas y la materia oscura). Generalmente se asume que las galaxias están

cerca del equilibrio dinámico. Esto quiere decir que la función de distribución es independiente del tiempo. Por lo tanto, el primer término de la ec. (6.1) puede ser eliminado para obtener la ecuación de Boltzmann no-colisional en estado estacionario de la siguiente manera:

$$\sum_{i=3}^3 \left(v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} \right) = 0. \quad (6.2)$$

El objetivo central de los diferentes métodos para construir modelos dinámicos es determinar la función de distribución que da una completa descripción estadística de la configuración del sistema y dar restricciones al potencial gravitatorio. Para esto es necesario encontrar la solución de la ec. (6.2) junto con la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho \quad (6.3)$$

donde G es la constante de gravitación y ρ la densidad de masa del sistema. Uno de los objetivos más importantes de la dinámica galáctica es resolver de manera simultánea las ecuaciones 6.2 y 6.3. Para este propósito se han desarrollado diferentes métodos, entre los más usados están los basados en momentos de velocidad de la ecuación de Boltzmann, los basados en partículas y los basados en órbitas. En esta tesis usamos el método basado en órbitas para realizar el análisis de la dinámica de galaxias que son atípicas (*outliers* en inglés) en las relaciones de escala, el cual describiremos a detalla más adelante.

El método basado en momentos de velocidad de la ecuación de Boltzmann consiste en determinar un perfil de densidad y explorar qué tipo de cinemática puede soportar este perfil, es decir, encontrar la solución a las ecuaciones de Jeans y comparar con datos cinemáticos observacionales con el objetivo de minimizar la diferencia cuadrática media entre las observaciones y el modelo, χ^2 (p. ej. Young, 1980; Binney et al., 1990; Magorrian & Binney, 1994; Cappellari, 2008). Para muchas aplicaciones en galaxias espirales, las ecuaciones de Jeans se usan en coordenadas cilíndricas (R, z, ϕ) . Asumiendo simetría axial están dadas de la siguiente manera:

$$\frac{v\overline{v_R^2} - \overline{v}v_\phi^2}{R} + \frac{\partial(\overline{v}v_R^2)}{\partial R} + \frac{\partial(\overline{v}v_R v_z)}{\partial z} = -v \frac{\partial \Phi}{\partial R} \quad (6.4)$$

$$\frac{\overline{v}v_R v_z}{R} + \frac{\partial(\overline{v}v_z^2)}{\partial z} + \frac{\partial(\overline{v}v_R v_z)}{\partial R} = -v \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (6.5)$$

Mientras que para galaxias elípticas son dadas en coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) :

$$\frac{d(\overline{v}v_r^2)}{dr} + \frac{2\beta\overline{v}v_r^2}{r} = -v \frac{d\Phi}{dr}, \quad (6.6)$$

donde, por simetría $\overline{v}_\theta^2 = \overline{v}_\phi^2$ y el parámetro de anisotropía, β , está definido de la siguiente manera $\beta = 1 - \overline{v}_\theta^2 / \overline{v}_r^2$. Estas ecuaciones son una herramienta usada frecuentemente para estudiar la dinámica de las galaxias ya que relacionan el potencial

gravitatorio y propiedades de las galaxias determinadas de manera observacional, como la densidad espacial de estrellas (densidad superficial de masa estelar), velocidad media y dispersión de velocidades (p. ej. Cappellari, 2008; Cappellari et al., 2011). Una desventaja de esta técnica es que no garantizan una solución física, ya que no se impone ninguna condición de que la función de distribución sea positiva, $f(x_i, v_i) > 0$.

Un método alternativo que puede ser adoptado para estudiar la dinámica de las estrellas en galaxias es usar simulaciones de n cuerpos. En una simulación estándar de n cuerpos se especifica un conjunto de condiciones iniciales para las partículas, $(f(x_i, v_i, t_0))$ y se sigue la evolución del sistema y de cualquier cantidad de interés (por ejemplo, la densidad de masa o la cinemática a lo largo de la línea de visión). Por lo que la única manera de influir en el modelo final es cambiando las condiciones iniciales. El método *Made-to-Measure* (de aquí en adelante M2M) es un método numérico de los más flexibles, donde las estrellas de una galaxia son representadas por un gran número de partículas que reaccionan a su atracción gravitatoria mutua. La idea de los M2M es encontrar un modelo de partículas con posiciones x_i , velocidades v_i y pesos w_i , que reproduzca de manera robusta propiedades observadas en galaxias (por ejemplo, la distribución de brillo superficial, curva de rotación, perfil de dispersión de velocidades, etc.) suponiendo sistemas en estado estacionario (p.ej. Syer & Tremaine, 1996; de Lorenzi et al., 2007). La idea de los M2M es asignar pesos individuales a las partículas de un modelo, los cuales se cambian dentro de pequeños intervalos de tiempo con la idea de reducir la diferencia entre el modelo y los datos observacionales. Existe una variante a los M2M, llamada método iterativo de Rodionov (Rodionov et al., 2009), el cual garantiza la autoconsistencia y podría aplicarse a los problemas de esta tesis, lo cual evaluaremos en un futuro cercano. Como ejemplo incluyo la liga a la tesis de maestría¹ en la cual aplicamos el método iterativo de Rodionov para estudiar la dinámica de la galaxia NGC 2916. Una desventaja de estos métodos es que son demandantes computacionalmente.

6.1.1. Método basado en órbitas.

El método de Schwarzschild's es una técnica flexible de superposición de órbitas para construir modelos dinámicos auto-consistentes en equilibrio de galaxias, propuesto por primera vez por Schwarzschild (1979). Inicialmente fue creado para construir modelos asumiendo simetría esférica y galaxias axisimétricas (p. ej. Richstone, 1980; Richstone & Tremaine, 1984; Gebhardt et al., 2000; Valluri et al., 2004). Posteriormente, Schwarzschild (1982, 1993) extendió la técnica para construir modelos con formas triaxiales más generales. De hecho, el método ha sido aplicado a galaxias más complicadas incluyendo una barra en la región central (p. ej. Vasiliev & Athanassoula, 2015). En esta Tesis hemos adoptado este método para crear modelos dinámicos de galaxias, por la simplicidad de la interpretación de los resultados. El código que usamos es el desarrollado siguiendo el enfoque de van den Bosch et al. (2008).

Los tres pasos principales para construir modelos dinámicos de galaxias con el método de Schwarzschild son los siguientes:

¹Liga a mi Tesis de Maestría <http://132.248.9.195/ptd2015/abril/0728861/Index.html>

1. Construir un modelo representativo del potencial gravitatorio de la galaxia.
2. Calcular una amplia biblioteca de órbitas (típicamente entre 10^3 y 10^5) compatibles con en el potencial gravitatorio del primer paso, muestreando completamente, en medida de lo posible, el espacio fase. Cada órbita se calcula para muchos tiempos dinámicos (~ 200) y sus propiedades se almacenan de forma discreta.
3. Encontrar la combinación de órbitas (resolver los pesos de las órbitas) que reproducen los mapas cinemáticos observados y la distribución de luz/masa estelar. Los pesos son calculados como solución a un problema de optimización.

En las siguientes secciones describimos con detalle los tres principales pasos que nos llevan a construir modelos dinámicos de Schwarzschild.

Potencial gravitatorio.

El potencial gravitatorio es generado por una combinación de las distribuciones de masa estelar y oscura. El código también permite introducir el efecto de un agujero negro súper-masivo, sin embargo, las resoluciones espaciales de CALIFA y MaNGA no permiten resolver el radio de influencia del agujero negro, por lo que su influencia no afecta significativamente los resultados. Por lo tanto, este valor se mantiene fijo adoptando un valor siguiendo la relación entre la masa del agujero negro y la dispersión de velocidades derivada por [van den Bosch \(2016\)](#).

Para construir el potencial gravitatorio correspondiente a la parte estelar usamos la herramienta *Multi-Gaussian-Expansion* (MGE, [Emsellem et al., 1994](#); [Cappellari, 2002](#)) para deproyectar el brillo superficial 2D en una densidad de luminosidad 3D, y usando una razón masa-luminosidad estelar constante transformarlo en una densidad de masa estelar de donde finalmente podemos calcular el potencial.

El punto de partida es modelar el perfil de brillo superficial proyectado con una suma de distribuciones Gaussianas elípticas 2D coaxiales de la siguiente manera:

$$SB(R', \theta') = \sum_{j=1}^N \frac{L_j}{2\pi\sigma_j'^2 q_j'} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma_j'^2} \left(x_j'^2 + \frac{y_j'^2}{q_j'^2} \right) \right], \quad (6.7)$$

con $x_j' = R' \sin(\theta' - \psi_j')$ y $y_j' = R' \cos(\theta' - \psi_j')$, donde (R', θ') son las coordenadas polares en el plano del cielo (x', y') . En la ec. (6.7) N es el número de componentes Gaussianas adoptado, teniendo luminosidad total observada L_j , cociente de ejes observado (aplanamiento) $0 \leq q_j' = \frac{b_j'}{a_j'} \leq 1$, dispersión (tamaño) σ_j' a lo largo del eje mayor y ángulo de posición, ψ_j' .

Para deproyectar la ec. (6.7) y obtener la distribución de luminosidad estelar 3D intrínseca consideremos una simple componente gaussiana. Ya que las isofotas de esta componente son elipses similares, éstas pueden ser deproyectadas asumiendo que la densidad intrínseca está estratificada en elipsoides triaxiales. La densidad de

luminosidad intrínseca de esta componente puede ser escrita de nuevo como una Gaussiana con la misma luminosidad L :

$$v(x, y, z) = \sum_{j=1}^N \frac{L_j}{(\sigma_j \sqrt{2\pi})^3 p_j q_j} \exp \left[\frac{1}{2\sigma_j^2} \left(x^2 + \frac{y^2}{p_j^2} + \frac{z^2}{q_j^2} \right) \right], \quad (6.8)$$

donde $p_j = b_j/a_j$, $q_j = c_j/a_j$ y $u = \sigma'_j/\sigma_j$, con a_j, b_j, c_j representando los ejes mayor, medio y menor de la componente gaussiana triaxial 3D. Posteriormente, usando una razón masa-luminosidad estelar constante², M_*/L , definimos la densidad de masa estelar como:

$$\rho_*(x, y, z) = (M_*/L) \times v(x, y, z) \quad (6.9)$$

El siguiente paso es calcular el potencial gravitatorio que corresponde a la distribución de masa de la ec. (6.9). Para esto usamos la fórmula clásica para el potencial gravitatorio de una distribución de densidad arbitraria estratificada en elipsoides concéntricos similares (Chandrasekhar, 1969):

$$\Phi_*(x, y, z) = - \sum_{j=1}^N V_{0,j} \int_0^1 F(x, y, z, \tau) d\tau, \quad (6.10)$$

con

$$V_{0,j} = (M_*/L) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{GL_j}{\sigma_j}, \quad (6.11)$$

y

$$F(x, y, z, \tau) = \frac{\exp \left[-\frac{\tau^2}{2\sigma_j^2} \left(x^2 + \frac{y^2}{1-\delta_j\tau^2} + \frac{z^2}{1-\epsilon_j\tau^2} \right) \right]}{\sqrt{(1-\delta_j\tau^2)(1-\epsilon_j\tau^2)}}, \quad (6.12)$$

donde $\delta_j = 1 - p_j^2$, $\epsilon_j = 1 - q_j^2$ y G es la constante de gravitación. La integral en la ec. (6.10) no tiene una solución analítica, pero puede ser determinada de manera precisa por rutinas numéricas. La razón M_*/L , q_j y p_j son parámetros libres en nuestro modelado dinámico.

Para determinar el potencial gravitatorio del halo de materia oscura usamos un perfil de densidad esférico Navarro-Frank-White (NFW, Navarro et al., 1996) donde la densidad de materia oscura puede ser escrita de la siguiente manera:

$$\rho_{DM}(r) = \frac{\rho_0}{\frac{r}{R_s} \left(1 + \frac{r}{R_s} \right)^2}, \quad (6.13)$$

²Nótese que la razón masa sobre luminosidad estelar, M/L , en las galaxias no es constante con el radio (p. ej. García-Benito et al., 2019)

donde ρ_0 y el radio de escala R_s son dos parámetros libres. Al resolver la ecuación de Poisson, el potencial del halo de materia oscura NFW queda de la siguiente manera:

$$\Phi_{DM}(r) = -\frac{4\pi G \rho_0 R_s^3}{r} \ln \left(1 + \frac{r}{R_s} \right). \quad (6.14)$$

El halo de materia oscura se define usualmente por el radio R_{200} , dentro del cual, su densidad promedio es 200 veces la densidad crítica del universo, ρ_{crit} (esto es, la densidad de la materia que se necesita para producir un universo plano). Como la masa total encerrada dentro de R_{200} es M_{200} , entonces tenemos que:

$$200\rho_{crit} = \frac{M_{200}}{4/3\pi \times R_{200}^3}, \quad (6.15)$$

con

$$\rho_{crit} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}, \quad (6.16)$$

donde H_0 y G son las constantes de Hubble y de gravitación, respectivamente. Como podemos apreciar, la densidad crítica depende únicamente de H_0 . En las últimas mediciones realizadas se ha encontrado un valor de $H_0 = 67.8 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ para la constante de Hubble ([Planck Collaboration et al., 2020](#)), lo que arroja una densidad crítica del universo de $\rho_{crit} = 8.6348 \times 10^{-30} \text{ g/cm}^3$, lo que corresponde a una densidad tan baja como la masa de 2 o 3 átomos de hidrógeno por metro cúbico.

De la definición del perfil de densidad de la ec. (6.13), obtenemos lo siguiente:

$$M_{200} = \int_0^{R_{200}} 4\pi r^2 \rho(r) dr = 4\pi \rho_0 R_s^3 \left[\ln \left(\frac{R_s + R_{200}}{R_s} \right) - \frac{R_{200}}{R_s + R_{200}} \right]. \quad (6.17)$$

Típicamente se usa el parámetro de concentración y la fracción de materia oscura dentro de R_{200} , para representar el halo NFW, en lugar de ρ_0 y R_s . La concentración está definida como $c = R_{200}/R_s$ y la fracción de materia oscura como $f = M_{200}/M_*$, donde M_* es la masa estelar total.

Basados en las ecuaciones de la 6.15 a la 6.17, los parámetros del perfil de densidad del halo de materia oscura NFW pueden ser reescritos como sigue:

$$\rho_0 = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - \frac{c}{1+c}} \times \rho_{crit}, \quad (6.18)$$

$$R_s = \left[\frac{3}{800\pi} \frac{M_* f}{\rho_{crit} c^3} \right]^{1/3}. \quad (6.19)$$

Los parámetros de concentración, c y fracción de materia oscura, f , son parámetros libres adicionales en nuestro modelado dinámico.

Para el agujero negro asumimos que el potencial gravitatorio puede representarse de forma adecuada por un potencial tipo Plummer (p. ej. [van den Bosch et al., 2008](#)):

$$\Phi_{BH}(x, y, z) = \frac{GM_{BH}}{\sqrt{r_{soft}^2 + x^2 + y^2 + z^2}}, \quad (6.20)$$

donde r_{soft} es un parámetro de suavizamiento para evitar singularidades y es igual a $0.001''$ (lo que corresponde a 1pc a la distancia típica de CALIFA y MaNGA). Como mencionamos previamente, la FWHM del elemento de resolución de nuestros datos es mayor al radio de influencia de los agujeros negros, por lo tanto, fijamos la masa del agujero negro usando la relación entre masa de agujero negro y dispersión de velocidades. Cuando los datos lo permitan, la masa del agujero negro puede ser un parámetro libre para ser determinado por nuestro modelado dinámico.

Finalmente el modelo tendrá 5 parámetros libres que serán determinados: (i) la razón masa-luminosidad estelar, M_*/L , los parámetros que determinan la forma intrínseca de la galaxia, (ii) p_j , (iii) q_j , y los parámetros que representan el halo de materia oscura, (iv) la concentración, c , y (v) la fracción de materia oscura, f .

Biblioteca de órbitas.

El segundo paso importante para crear los modelos es construir una biblioteca representativa de órbitas compatibles con el potencial gravitatorio total derivado en el primer paso. En general, en un potencial triaxial existen cuatro principales familias de órbitas: tres tipos de órbitas de tubo, las cuales evitan el centro, y un conjunto de órbitas que pueden cruzar el centro, usualmente llamadas órbitas tipo caja, las cuales son el resultado de la superposición de dos movimientos armónicos perpendiculares. La trayectoria resultante dependerá de la relación de las frecuencias y de la diferencia de fase. (ver Figura 6.1)

Las órbitas de tipo caja se caracterizan por mostrar oscilaciones en los tres ejes x, y, z en su recorrido, además de llenar una región en el espacio tridimensional semejante a una caja (de ahí su nombre). Así mismo, pueden pasar arbitrariamente cerca del centro de la galaxia huésped. Las órbitas de tipo tubo giran alrededor de los ejes principales cubriendo una región en el espacio tridimensional cuya forma recuerda la de un tubo grueso, que como todo tubo tiene un hueco central. Por lo tanto, a diferencia de las órbitas de tipo caja, las estrellas en las órbitas de tipo tubo no pasan por el centro de sus galaxias huéspedes.

Pesos orbitales.

El modelo tiene dos componentes que necesitan ser ajustadas: la cinemática observada y la distribución de masa estelar (luminosidad) observada. Como describimos en secciones anteriores, los mapas cinemáticos son segmentados para incrementar el cociente S/N. Cada segmento se etiqueta con el índice, l . Entonces el objetivo es reproducir la distribución de masa (luminosidad) y la cinemática con una superposición de órbitas, donde cada órbita k , tiene asignado un peso w_k . La solución de los pesos orbitales es un problema lineal de mínimos cuadrados, la χ^2 que debemos minimizar es:

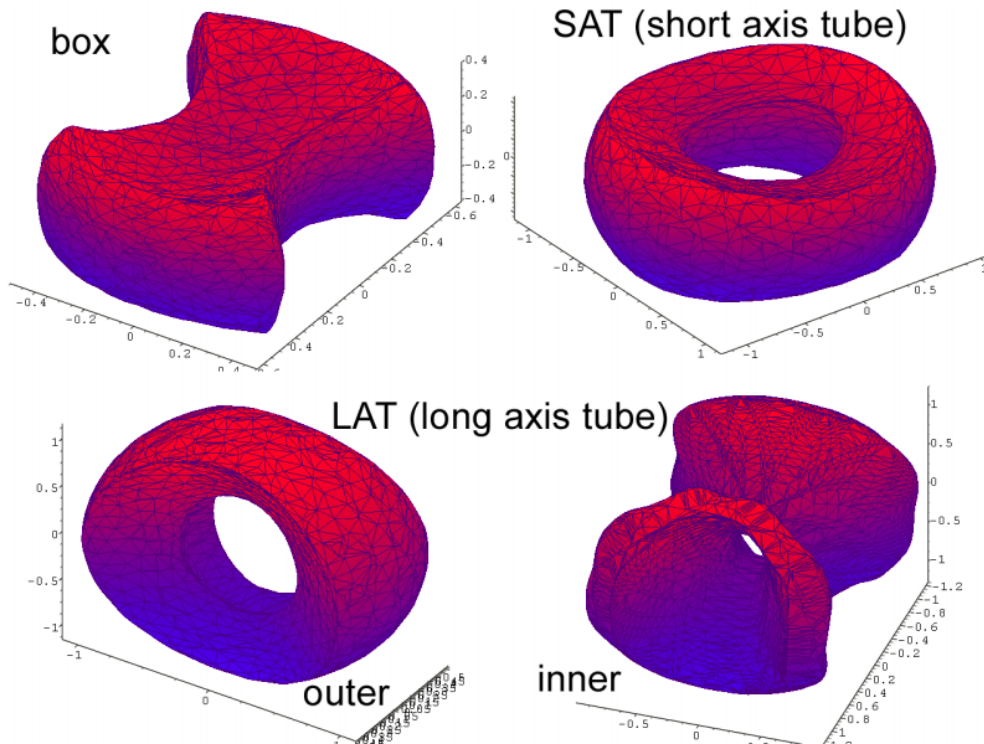


FIGURA 6.1: Tipos de órbitas en potencial triaxial. *Paneles Superiores*: a la izquierda órbitas tipo caja, a la derecha órbitas tipo tubo a lo largo de eje-menor. *Paneles inferiores*: a la izquierda (derecha) órbitas tipo tubo a lo largo del eje mayor exterior (interior). Créditos a Eugene Vasiliev.

$$\chi^2 = \chi_{lum}^2 + \chi_{kin}^2. \quad (6.21)$$

La distribución de luminosidad del modelo es restringida por el perfil de brillo superficial 2D y la densidad de luminosidad 3D deproyectada, ambos derivados con el análisis de MGE. El brillo superficial 2D, es teselado con el mismo esquema que los mapas cinemáticos (S_l para cada tesela), mientras que la densidad de luminosidad en una maya 3D con 360 teselas (v_n , $n = 1, 2, \dots, 360$). Cada órbita k , contribuye con S_l^k al brillo superficial en la tesela l y v_l^k a la densidad de luminosidad intrínseca en cada tesela n . Por lo tanto, el ajuste a la distribución de la luminosidad consiste en minimizar la siguiente función $\chi_{lum}^2 = \chi_S^2 + \chi_v^2$, donde:

$$\chi_S^2 = \sum_l \left[\frac{S_l - \sum_k w_k S_l^k}{0,01 S_l} \right]^2 \quad y \quad \chi_v^2 = \sum_n \left[\frac{v_n - \sum_k w_k v_n^k}{0,02 v_n} \right]^2. \quad (6.22)$$

Aquí los términos $0.01 S_l$ y $0.02 v_n$ son errores relativos del 1% y 2% al brillo superficial y la densidad de luminosidad, respectivamente.

Para ajustar los mapas cinemáticos vamos a considerar un perfil de distribución de velocidades, K_l , observado en la tesela l , donde varias órbitas del modelo pueden contribuir parcialmente a esta tesela. Cada órbita k contribuye con un perfil de distribución de velocidades, K_l^k . El objetivo es obtener el mejor ajuste de K_l . Para este

propósito, debemos encontrar los pesos de las órbitas, w_k , de tal forma que $\sum_k w_k K_l^k$ esté lo mas cercano posible a K_l para todos las teselas de los mapas cinemáticos. Como describimos en la Sección 3.1.5, la distribución de velocidades observada es caracterizada por un análisis de momentos (p. ej., Sánchez et al., 2016b,a) donde generalmente se obtienen (V_l, σ_l) , o con análisis mas detallados usando expansiones de Gauss-Hermite (p. ej., Emsellem et al., 2004) donde se determinan los polinomios de Hermite de alto orden. Usualmente se trunca hasta el cuarto orden, incluyendo h_3 y h_4 , para medir asimetrías cinemáticas, es decir, cuánto nos alejamos de perfiles puramente Gaussianos. Incluir o no estos términos depende de la resolución espectral y S/N de los datos. Para nuestro caso, en cada tesela observada, l , tenemos los parámetros cinemáticos observados, (V_l, σ_l) con sus respectivos errores, $(dV_l, d\sigma_l)$. Mientras que el modelo describe el perfil de distribución de velocidades, K_l^k , con una expansión Gauss-Hermite alrededor de (V_l, σ_l) para obtener $(h_{0,l}^k, h_{1,l}^k, h_{2,l}^k, h_{3,l}^k, h_{4,l}^k)$, donde $h_{0,l}$ no es incluido en el ajuste y $h_{1,l} = h_{2,l} = 0$. Por lo tanto, la solución de los pesos será un problema lineal de mínimos cuadrados que podría incluir componentes no-Gaussianas del perfil de velocidades de la siguiente manera:

$$\chi_{kin}^2 = \sum_l \sum_{m=1}^4 \left[\frac{S_l h_{m,l} - \sum_k w_k S_l^k h_{m,l}^k}{S_l d h_{m,l}} \right]^2. \quad (6.23)$$

Para el caso de los datos cinemáticos de CALIFA y MaNGA usamos solamente la velocidad de rotación y dispersión de velocidades, sin considerar h_3 y h_4 .

6.1.2. Aplicación a galaxias atípicas en el Plano Fundamental Universal.

En esta sección mostramos el resultado de crear modelos dinámicos siguiendo la técnica de superposición de órbitas a galaxias atípicas (*outliers* más allá de 2σ) en relaciones de escala, particularmente en el Plano Fundamental Universal estudiado en el Capítulo 5. Las galaxias, una elíptica (manga-9181-12704) y una espiral (manga-8550-12701), las seleccionamos de la muestra de MaNGA observadas con el haz de fibras más grande (127). En la Figura 6.2 podemos ver las imágenes *rgb* del SDSS y los campos de visión cubiertos por MaNGA.

Cinemática y distribución de luz estelar.

Para guiar los modelos usamos la cinemática estelar derivada por PIPE3D mediante el análisis descrito en la Sección 3.1.5. Para restringir la distribución de luminosidad estelar del modelo necesitamos una imagen que nos trace la luz estelar. Para esto elegimos la imagen en la banda-*r* del SDSS. Posteriormente, para determinar la contribución de la masa estelar al potencial gravitatorio asumimos una razón masa-luminosidad estelar constante (nótese que esto es una aproximación, ya que en general las galaxias presentan gradientes de esta razón (p. ej. García-Benito et al., 2017; Sánchez, 2020)).

En la Figura 6.3 mostramos la cinemática estelar, las imágenes en la banda-*r* (contornos negros) junto con el correspondiente ajuste con MGE (elipses rojas) y el perfil

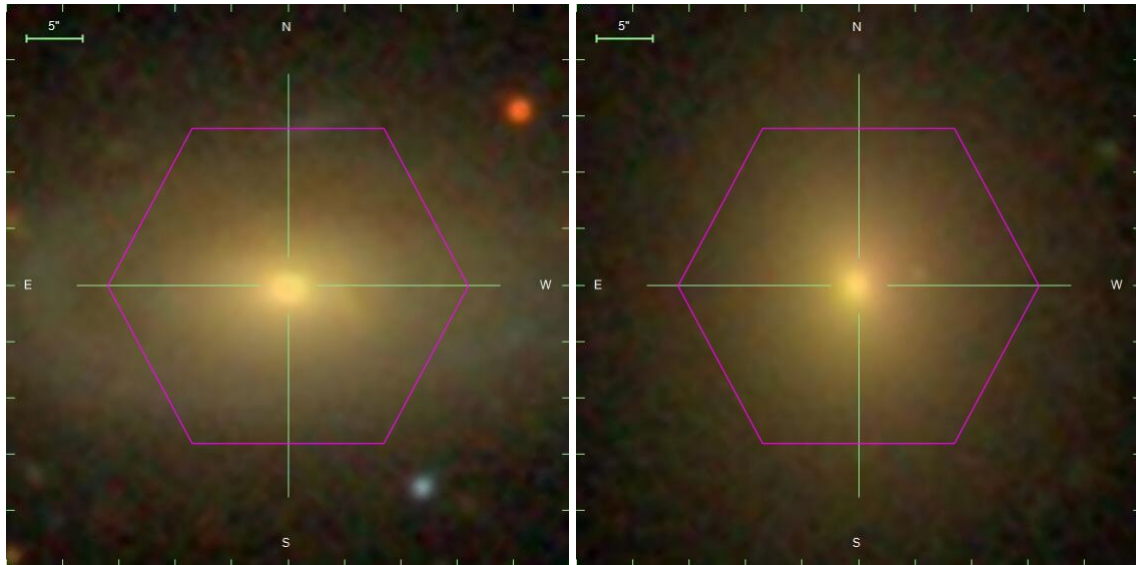


FIGURA 6.2: Imagen *rgb* del SDSS de la galaxia espiral manga-8550-12701 (panel izquierdo) y de la galaxia elíptica manga-9181-12704 (panel derecho). En ambos paneles el hexágono morado marca el campo de visión cubierto por el haz de 127 fibras de MaNGA.

Galaxia	Tipo morfológico	Masa estelar $\log M_{\star} [M_{\odot}]$	Distancia [Mpc]	Radio efectivo [$''$]
manga-8550-12701	Sa	11.0	125.9	9.7
manga-9181-12704	E1	11.1	176.0	9.8

TABLA 6.1: Información básica de las dos galaxias. De izquierda a derecha mostramos el tipo morfológico, la masa estelar en masas solares, la distancia en mega parsecs y el radio efectivo en segundos de arco.

radial de brillo superficial a lo largo del eje menor (curva sólida) y mayor (curva segmentada). En la Tabla 6.1 mostramos las principales propiedades de estas dos galaxias.

Mejor modelo ajustado.

Siguiendo la técnica de superposición de órbitas, descrita en la sección 6.1.1, creamos los modelos dinámicos para las dos galaxias. El modelo tiene 5 parámetros libres que serán determinados: la razón masa-luminosidad estelar en la banda-r, Y_{\star} , los 3 parámetros que describen la forma intrínseca de cada componente Gaussiana (p_{min} , p_{min} , u_{min}) y la masa del halo de materia oscura, M_{200} . Incluimos un agujero negro en la región central de masa fija, determinada por la relación entre la dispersión de velocidades y la masa del agujero negro. Para manga-8550-12701 con una dispersión de velocidades en la región central de ~ 180 km/s la masa del agujero negro la fijamos a $8 \times 10^7 M_{\odot}$, mientras que para manga-9181-12704 con una dispersión de velocidades de ~ 220 km/s la masa fue fijada a un valor de $10^8 M_{\odot}$.

En la Tabla 6.2 mostramos el valor de los parámetros libres encontrados por el modelo. Es importante señalar que medir la masa del halo de materia oscura, M_{200} ,

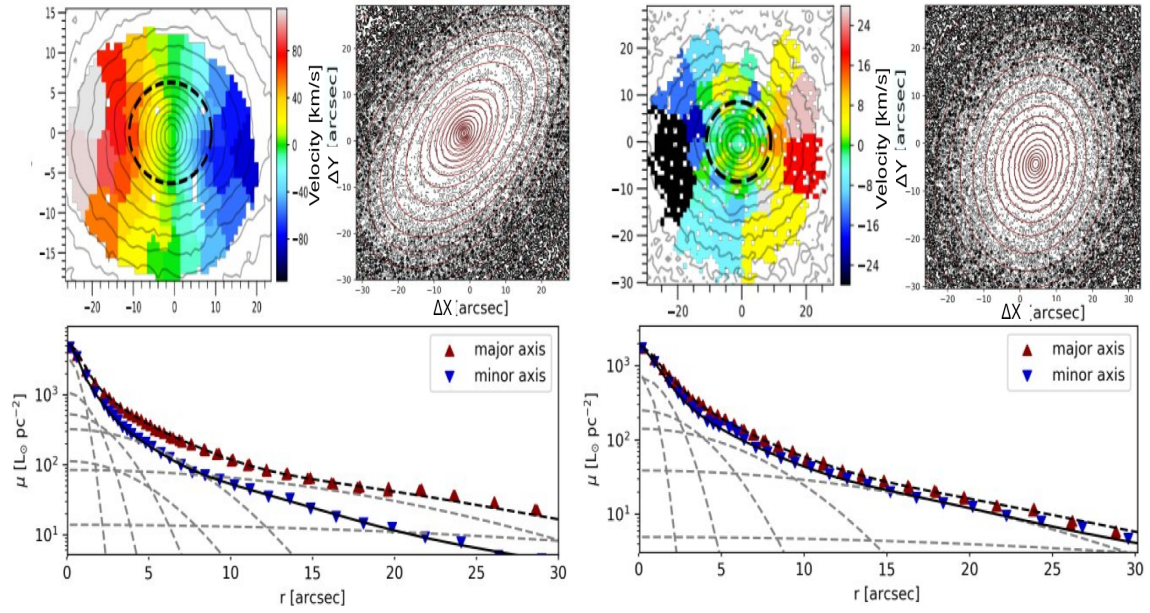


FIGURA 6.3: Para cada galaxia (manga-8550-12701, izquierda; manga-9181-12704, derecha) se muestra la cinemática estelar y el brillo superficial extraído en la banda-r. *Panel superior izquierdo*: mapa de velocidad estelar con los contornos del brillo superficial a escala. La elipse segmentada señala el radio efectivo. *Panel superior derecho*: los contornos negros representan la imagen original en la banda-r y los contornos rojos son los ajustes bi-dimensionales usando la técnica de MGE. *Panel inferior*: la curva sólida (símbolos azules) y curva segmentada (símbolos rojos) son el ajuste MGE a lo largo del semi-eje menor y mayor.

es complicado debido al reducido campo de visión observado por MaNGA. En su lugar, presentamos estimaciones de la cantidad de materia oscura y masa estelar contenida dentro de un radio efectivo.

En las Figuras 6.4 y 6.5 podemos observar que el modelo dinámico para cada galaxia reproduce la cinemática y distribución de luz observada. En ambas galaxias los residuos en velocidad son del orden de $\sim \pm 3$ km/s, lo que representa un 3% en comparación con el máximo y mínimo de la rotación. En la Figura 6.6 mostramos el perfil de masa estelar, masa oscura y masa dinámica de las dos galaxias, donde podemos ver que domina la componente estelar sobre la componente de materia oscura, al menos en el campo de visión observado por MaNGA.

Galaxia	Y_{\star} [M_{\odot}/L_{\odot}]	inc	\bar{q} ($2R_e$)	\bar{p} ($2R_e$)	u	$\log M_{dm}$ ($< R_e$) [M_{\odot}]	$\log M_{\star}^{Sch}$ ($< R_e$) [M_{\odot}]
8550-12701	2.6 ± 0.2	67.9 ± 0.5	0.55 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.99	10.4 ± 0.6	10.9 ± 0.7
9181-12704	3.8 ± 0.5	76.9 ± 0.5	0.84 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.99	10.9 ± 0.5	11.1 ± 0.3

TABLA 6.2: Parámetros del mejor modelo. De izquierda a derecha mostramos (1) el nombre de la galaxia, (2) la razón masa-luminosidad estelar, (3) el ángulo de inclinación, (4) y (5) la forma intrínseca del modelo \bar{p} y \bar{q} , (6) \bar{u} el cuál se mantuvo fijo, (7) la masa de del halo de materia oscura contenida al radio efectivo, y (8) la masa estelar dentro del radio efectivo.

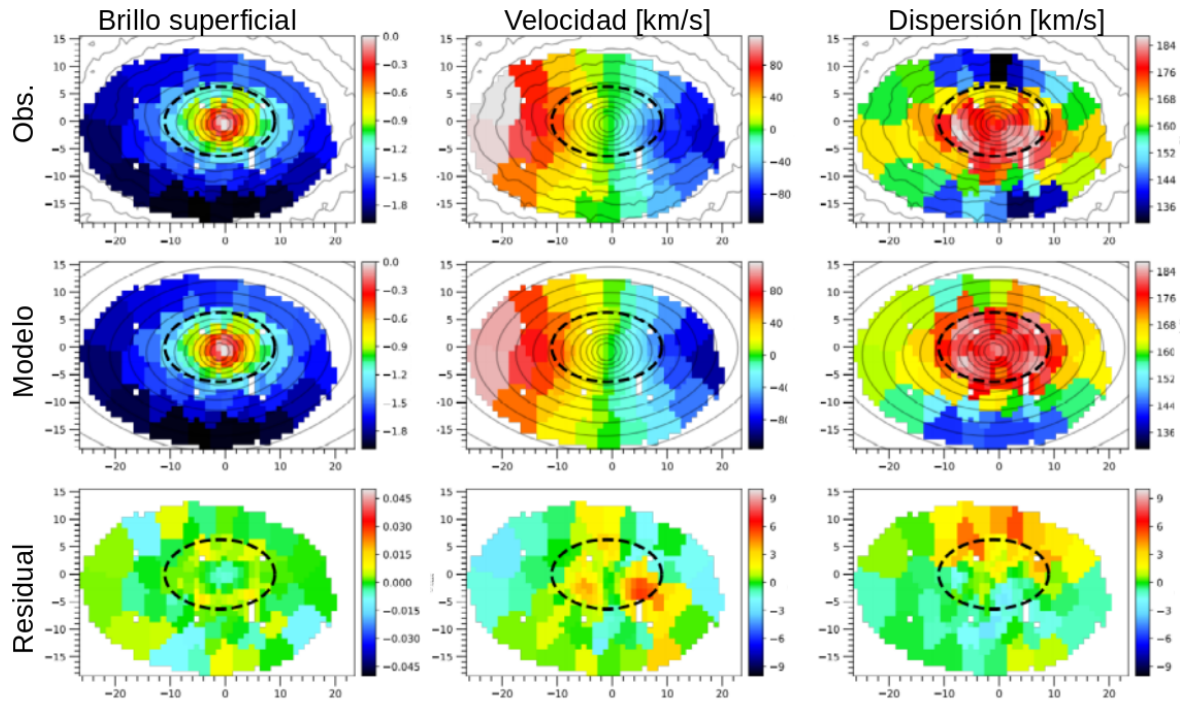


FIGURA 6.4: Mapas cinemáticos y de brillo superficial de la galaxia manga-8550-12701. Los paneles superiores son los mapas observados de brillo superficial (izquierda), velocidad estelar (medio) y dispersión de velocidades, con los contornos de la imagen en la *banda-r* en negro y la elipse segmentada demarcando el radio efectivo. Los paneles centrales son los resultados del modelo con los contornos del ajuste de MGE en negro. Los paneles inferiores son los residuos.

El resultado que nos da pistas importantes para entender la razón de que estas galaxias sean atípicas en el Plano Fundamental Universal es la distribución orbital estelar. Para caracterizar las órbitas usamos el radio y la circularidad de las órbitas, λ_z , definida como la razón entre propiedades promediadas en el tiempo de la siguiente manera:

$$\lambda_z = \frac{\overline{L_z}}{\bar{r} \times \overline{V_c}}, \quad (6.24)$$

donde el numerador es la componente-z del momento angular de las órbitas definido como $\overline{L_z} = \overline{xyv_y - yv_x}$, mientras que el denominador es el producto entre la posición radial, $\bar{r} = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, y la velocidad circular en el plano ecuatorial definido de la siguiente manera: $\overline{V_c} = \sqrt{\overline{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 + 2v_xv_y + 2v_xv_y + 2v_yv_z}}$, es decir, $\bar{r} \times \overline{V_c}$ es el momento angular de una órbita circular. Por lo tanto, el parámetro de circularidad orbital, λ_z , nos da información de que tanto se alejan las órbitas de una trayectoria circular. Si $\lambda_z \sim 1$ tenemos órbitas circulares (tipo tubo a lo largo del eje-menor), mientras que si $\lambda_z \sim 0$ las órbitas son radiales (tipo caja o tipo tubo a lo largo del eje mayor). Siguiendo a [Zhu et al. \(2018a\)](#), clasificamos las órbitas con diferente circularidad para ser componentes: (i) dinámicamente frías ($\lambda_z > 0.8$), (ii) dinámicamente tibias ($0.25 < \lambda_z < 0.8$), (iii) dinámicamente calientes ($-0.25 < \lambda_z < 0.25$), y (iv) contra-rotantes ($\lambda_z < -0.25$).

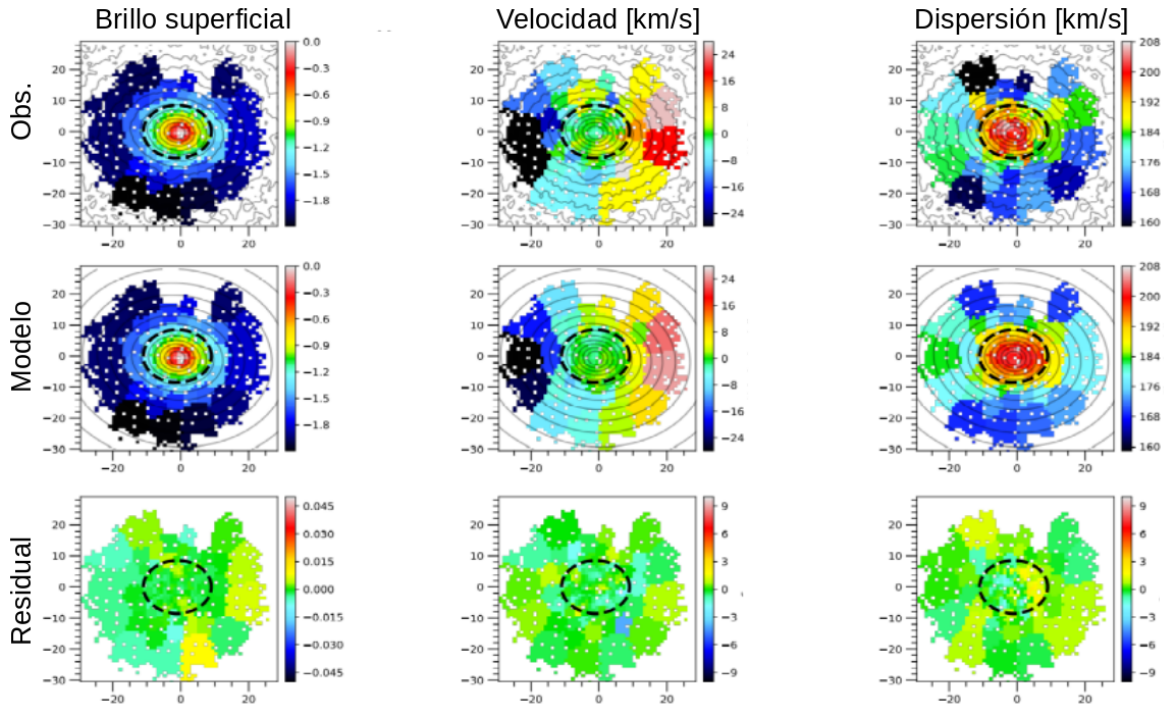


FIGURA 6.5: Mapas cinemáticos y de brillo superficial de la galaxia manga-9181-12704. Los paneles superiores son los mapa observados de brillo superficial (izquierda), velocidad estelar (medio) y dispersión de velocidades, con los contornos de la imagen en la *banda-r* en negro y la elipse segmentada demarcando el radio efectivo. Los paneles centrales son los resultados del modelo con los contornos del ajuste de MGE en negro. Los paneles inferiores son los residuos.

En la Figura 6.7 mostramos la distribución de órbitas sobre el espacio fase para ambas galaxias modeladas en esta Tesis. Para el caso de la galaxia espiral manga-8550-12701, en la parte interna dominan las órbitas calientes hasta casi un radio efectivo, debido a la presencia de un bulbo prominente. También en la parte interna, menor al radio efectivo, encontramos una componente contra-rotante y una componente de órbitas tibias, aunque no dominan la distribución, lo que podría sugerir la presencia de una barra. En el análisis para localizar esta galaxia en el Plano Fundamental Universal asumimos que es axisimétrica, es decir, siguiendo el análisis presentado en la Sección 3.2.2, al ignorar la presencia de la barra perdemos información importante del potencial gravitatorio. Además, a distancias más allá del radio efectivo uno esperaría órbitas frías (circulares), sin embargo, encontramos una gran fracción de órbitas tibias, sugiriendo la presencia de un disco grueso dominante. Los porcentajes de órbitas son los siguientes: órbitas frías (disco delgado) contribuye con un 7.2 %, órbitas tibias (disco grueso) con un 44.7 %, órbitas calientes (bulbo) con un 31.5 % y la parte contra-rotante contribuye con un 16.5 %. Para el caso de la galaxia elíptica, manga-9181-12704, como es de esperarse a todos los radios es dominada por órbitas calientes con una fracción del 65 %. Además encontramos una fracción del 18 % de órbitas contra-rotantes y 17 % de órbitas tibias. En ambas galaxias encontramos componentes contra-rotantes que son ignoradas en nuestro análisis cinemático y dinámico para construir el Plano Fundamental Universal. Por lo tanto, una razón de que estas galaxias sean atípicas podría ser la presencia de componentes cinemáticas

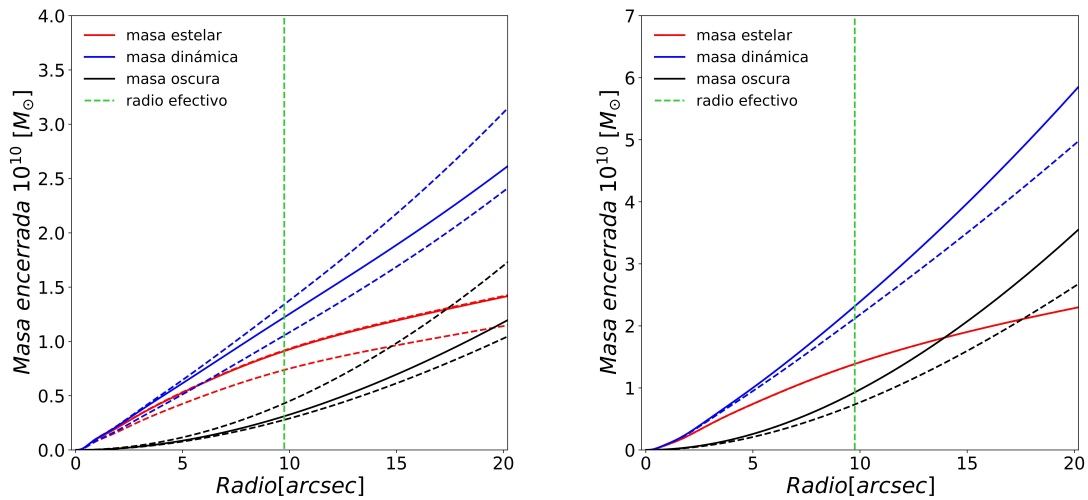


FIGURA 6.6: Perfiles de masa de las dos galaxias: manga-8550-12701 a la izquierda y manga-9181-12704 a la derecha. Las curvas roja, negra y azul representan los perfiles de masa estelar, oscura y total (dinámica), respectivamente. Las curvas segmentadas (si están presentes) son los valores mínimos y/o máximos estimados por el modelo. La línea vertical en color verde señala el radio efectivo.

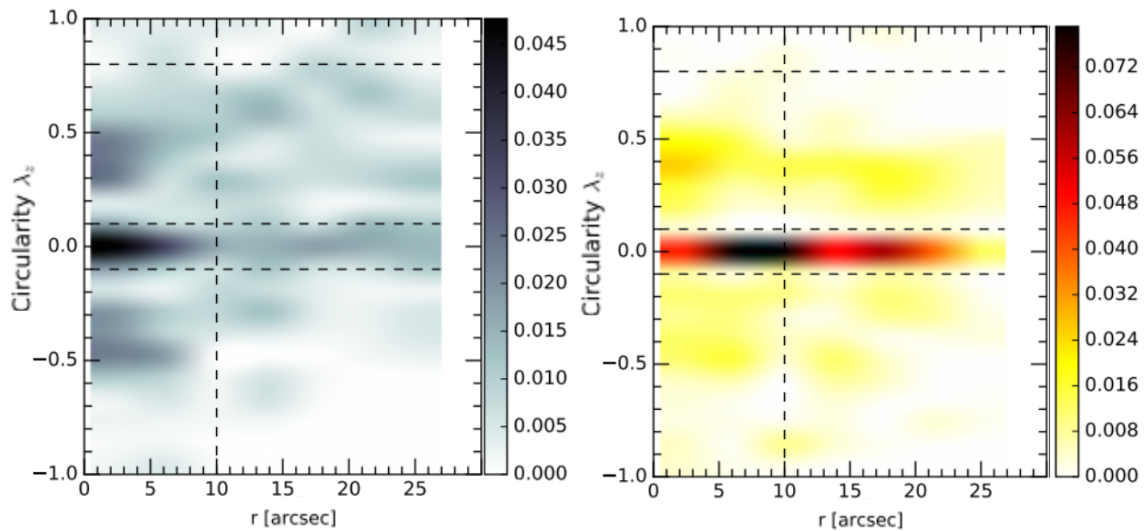


FIGURA 6.7: Distribución orbital estelar sobre el espacio fase en función del radio para las galaxias manga-8550-12701 (panel izquierdo) y manga-9181-12704 (panel derecho). Los colores indican la densidad de órbitas sobre el espacio fase. Las líneas segmentadas horizontales delimitan las regiones dominadas por órbitas frías (circulares) con $\lambda_z > 0.2$, calientes (tipo caja) con $\lambda_z \sim 0$ y órbitas contra-rotantes ($\lambda_z < 0.2$). La línea vertical segmentada representa la posición del radio efectivo.

contra-rotantes. Sin embargo, para confirmar esta hipótesis necesitamos modelar un conjunto amplio de galaxias, tanto atípicas como de una muestra de control, y comparar las fracciones de órbitas contra-rotantes encontradas de forma estadística.

6.2. Función de velocidad circular de galaxias.

La función de velocidad circular de galaxias es una de las observables estadísticas fundamentales de la población de galaxias. La velocidad circular está directamente relacionada con la masa dinámica total (oscura + luminosa) de las galaxias. Por lo tanto, como un trazador de la masa del halo de materia oscura puede ser comparada con predicciones del modelo cosmológico Λ CDM. Uno de los primeros estudios de la función de velocidad circular usando datos observados con IFS fue realizado por [Bekeraité et al. \(2016\)](#) para una muestra de galaxias de CALIFA. Encontró resultados consistentes con estudios previos basados en datos del ancho de línea de la emisión del gas neutro *HI* ([Papastergis et al., 2011](#)).

Medir con precisión la velocidad circular de galaxias desde el punto de vista observacional no es una tarea fácil. Las galaxias presentan una gran diversidad de formas de curvas de rotación, algunas planas, otras crecientes, incluso decrecientes ([Persic et al., 1996](#); [Catinella et al., 2005](#); [Kalinova et al., 2017](#)). Una manera de hacerlo es creando modelos dinámicos, como los descritos en la sección anterior, pero esto para grandes muestras de galaxias es complicado.

Para construir la función de velocidad circular de galaxias proponemos estimar la velocidad de rotación máxima de las galaxias a partir de la velocidad de rotación al radio efectivo y combinarla con la dispersión mediante el parámetro de velocidad total, SK , el cuál en los Capítulos 4 y 5 mostramos que es un buen estimador de la velocidad circular. Con este fin usamos una sub-muestra de las galaxias de CALIFA para las cuales contamos con ambas estimaciones (ya que con CALIFA se alcanza $2.5R_e$ en la mayoría de las galaxias). La sub-muestra comprende 42 galaxias con la cinemática del gas ionizado y 92 con la cinemática estelar. Definimos un factor de corrección para estimar, a partir de la velocidad de rotación medida a un radio efectivo, la velocidad de rotación máxima. Para este propósito, seguimos el enfoque que [Verheijen \(2001\)](#) desarrolló para corregir los anchos de línea de *HI* por los movimientos turbulentos. La ecuación que usamos para encontrar el factor de corrección es la siguiente:

$$V_{corr}^2 = V_{rot}^2 + W_{tl}^2(1 - 2exp(-x))^2 + 2V_{rot}W_{tl}(1 - 2exp(-x)), \quad (6.25)$$

donde V_{rot} es la velocidad de rotación medida a un radio efectivo, $x = (V_{rot}/W_{cl})^2$, siendo W_{cl} la velocidad de transición entre una suma cuadrática ($v_{rot} < 60$ km/s) o lineal ($v_{rot} > 150$ km/s) y W_{tl} es el factor de corrección. Para encontrar el valor de los dos parámetros libres, W_{cl} y W_{tl} realizamos un ajuste utilizando nuestra muestra de CALIFA utilizando la técnica de Cadenas de Markov, de tal manera que la diferencia entre la velocidad corregida, V_{corr} , y la velocidad máxima sea mínima. Encontramos que en promedio podemos recuperar la velocidad máxima tanto para la cinemática del gas ionizado como la estelar con $W_{cl} = 120$ km/s y $W_{tl} = 38.0$ km/s (ver Figura 6.8).

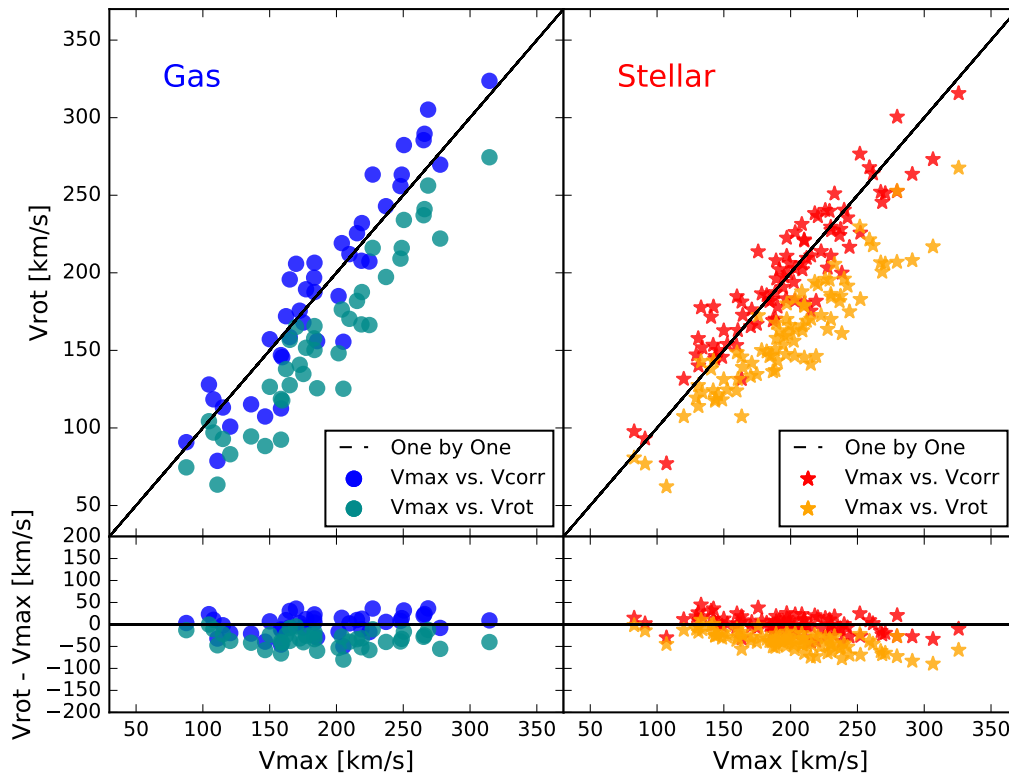


FIGURA 6.8: Comparación entre la velocidad de rotación máxima y la velocidad corregida a partir de la velocidad al radio efectivo. *Panel izquierdo*: Los símbolos de color azul celeste (azul) son la comparación entre la velocidad medida al radio efectivo y la V_{max} (velocidad corregida y V_{max}) de la sub-muestra de 42 galaxias con cinemática del gas ionizado. *Paneles izquierdos*: Los símbolos en naranja (rojo) muestran la comparación entre la velocidad medida al radio efectivo y la V_{max} (velocidad corregida y V_{max}) de la sub-muestra de 92 galaxias con cinemática estelar. La línea negra segmentada es la relación uno a uno.

Una vez encontrada la corrección en la sub-muestra de galaxias de disco extraídas del muestreo de CALIFA, la aplicamos a la muestra de ~ 2200 galaxias de MaNGA, incluyendo galaxias de tipo temprano, para estimar la velocidad máxima. Posteriormente combinamos V_{max} con la dispersión de velocidades a través del parámetro S_K como un proxy de la velocidad circular, y junto con la corrección por volumen (Callette-Morin et al., in prep) estudiamos la función de velocidad circular de galaxias (ver Figura 6.9). Nuestros resultados son consistentes con los derivados por Bekeraité et al. (2016) para galaxias de CALIFA y los datos del *The HI Parkes All Sky Survey* (HIPASS Meyer et al., 2004). También comparamos con las predicciones teóricas de Trujillo-Gomez et al. (2011) basadas en la simulación cosmológica de Bolshoi (Klypin et al., 2011). Podemos observar que nuestros resultados predicen menor cantidad de galaxias en todo el rango de velocidades estudiado en comparación con las predicciones teóricas. En el futuro cercano, estudiaremos la función de velocidad circular derivada a través de modelos dinámicos para restringir con mayor precisión la velocidad circular. Además, basados en técnicas de Aprendizaje

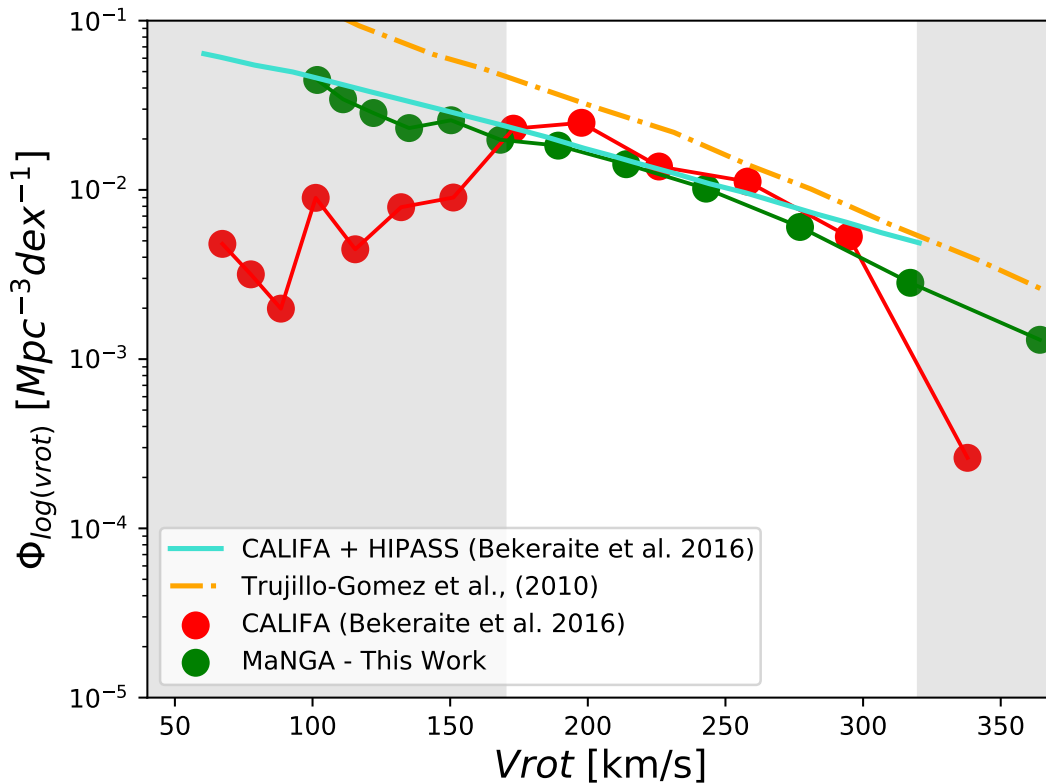


FIGURA 6.9: Función de velocidad circular de galaxias con MaNGA. Los símbolos en rojo y la línea celeste son las derivaciones de Bekeraite et al. (2016) usando datos de CALIFA y CALIFA+HIPASS, respectivamente. Los símbolos en rojo corresponden a nuestros resultados, mientras que la línea naranja es la predicción teórica de Trujillo-Gomez et al. (2011). Las zonas en color gris representan las regiones donde la muestra de CALIFA empieza a ser incompleta.

Automático (Machine Learning en inglés) estamos explorando predecir la velocidad de rotación máxima usando la velocidad de rotación al radio efectivo así como parámetros estructurales, masa estelar, etc., a partir de submuestras en las que contamos con mediciones de ambas, V_{rot} al radio efectivo y V_{max} .

6.3. Fracción de materia oscura en galaxias.

En el paradigma cosmológico actual, sólo una fracción del contenido total de energía del universo está constituida por materia ordinaria (bariones, $\sim 5\%$). La mayor parte de la masa del universo, aproximadamente cinco veces más que la masa de la materia bariónica, es invisible y de naturaleza desconocida (p. ej. Komatsu et al., 2011). Sólo se sabe de su existencia de manera empírica por los efectos gravitatorios que genera sobre la materia luminosa a escalas astronómicas. La evidencia más famosa de la existencia de esta componente de materia oscura son las curvas de rotación de las galaxias. Las cuales, su amplitud es mucho mayor a grandes radios de

lo que se esperaría de las fuerzas gravitatorias de la materia visible (Rubin et al., 1980).

La cantidad de materia oscura en el universo en general ha sido bien establecida, por ejemplo por experimentos del CMB (p. ej. Komatsu et al., 2011; Planck Collaboration et al., 2020). Además, simulaciones numéricas, dentro del modelo cosmológico Λ CDM, han tenido gran éxito en explicar la formación de estructura a gran escala, como los halos de materia oscura y restringiendo su forma y propiedades (p. ej. Springel et al., 2006; Frenk & White, 2012). Sin embargo, a pequeñas escalas, las predicciones teóricas han entrado en controversia con resultados observacionales, tal como el problema cúspide-núcleo (*core-cusp problem* en inglés, Primack, 2009; Bullock & Boylan-Kolchin, 2017), donde la velocidad de rotación en la región interna de las galaxias muestra un incremento lineal, este incremento se interpreta como un núcleo (core) en el centro de la distribución de materia oscura. Sin embargo, las predicciones teóricas de formación de estructura predicen que, en las partes internas, los halos no presentan este núcleo (core), si no más bien se inclinan a tener una densidad de masa que aumenta rápidamente al reducir su distancia al centro galáctico (cúspide).

En los últimos 20 años, el incremento de la calidad de las observaciones ha permitido mapear de manera precisa la cinemática en la parte interna de galaxias y trazar las diferentes componentes de materia. Por ejemplo, Zavala et al. (2003a) estudiaron la relación masa-dinámica masa-bariónica para una compilación de galaxias de disco donde encontraron una dependencia de esta relación con el brillo superficial, es decir, que la fracción de materia oscura depende en mayor medida del brillo que de la masa estelar o la luminosidad. Por otro lado, Cappellari et al. (2013) derivaron la fracción de materia oscura dentro de un radio efectivo para la muestra de 260 galaxias del muestreo Atlas3D. Encontraron que en promedio las galaxias muestran una fracción de materia oscura de $f_{dm} \sim 13\%$ a estos radios. Más recientemente, Tortora et al. (2019) encontraron que para una muestra de 175 galaxias de la compilación SPARC (una muestra de galaxias cercanas con fotometría de *spitzer* y curvas de rotación de alta calidad derivadas del gas ionizado H_α y gas neutro HI) las galaxias espirales de menor masa son más dominadas por la componente de materia oscura comparadas con las galaxias más masivas. En esta Tesis derivamos la fracción de materia oscura al radio efectivo para galaxias del muestreo MaNGA de la siguiente manera:

$$f_{dm}(< R_e) = 1 - \frac{M_\star(< R_e)}{M_{dyn}(< R_e)}, \quad (6.26)$$

donde $M_\star(< R_e)$ es la masa estelar contenida dentro del radio efectivo, y $M_{dyn}(< R_e)$ es la masa dinámica derivada en el Capítulo 5. En la Figura 6.10 mostramos los resultados y los comparamos con las derivaciones con datos observacionales de Barnabè et al. (2011) quien combinó cinemática y lentes gravitatorias para determinar el contenido de materia oscura en 16 galaxias de tipo temprano, Cappellari et al. (2013) y Tortora et al. (2019). Además comparamos con predicciones teóricas de formación de estructura basados en modelos semiempíricos, con y sin el efecto de los bariones (contracción adiabática, Rodríguez-Puebla et al., in prep.) y con los

resultados presentados por [Lovell et al. \(2018\)](#) basados en las simulaciones numéricas de IllustrisTNG ([Nelson et al., 2018](#)). Nuestros resultados son consistentes con la compilación encontrada en la literatura y con las predicciones teóricas, particularmente aquellas que incluyen el efecto de los bariones (contracción adiabática). Las galaxias con masas estelares por debajo de $\sim 5 \times 10^{10} M_{\odot}$ entre menos masivas son más materia oscura tienen, al menos al radio efectivo. En la parte de altas masas el comportamiento es similar. Esto nos indica que existe una masa estelar característica para las galaxias donde la componente bariónica es dominante.

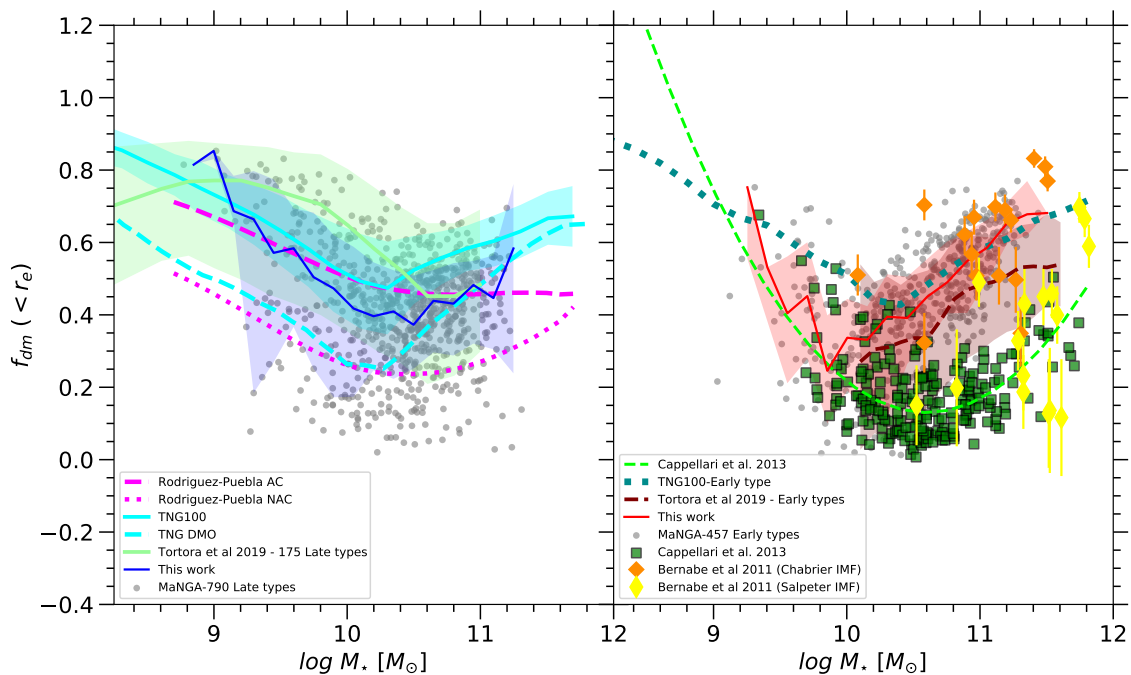


FIGURA 6.10: Fracción de materia oscura en galaxias de MaNGA. *Panel izquierdo*: fracción de materia oscura para galaxias de tipo tardío. Los símbolos grises representan nuestras derivaciones con la línea sólida azul como el valor medio y la región sombreada encerrando el 68% de los datos. La línea verde es el resultado de [Tortora et al. \(2019\)](#). La predicción de los modelos semiempíricos (simulaciones numéricas) está representada con las líneas magenta (celeste). *Panel derecho*: fracción de materia oscura para galaxias de tipo temprano. Los símbolos grises son nuestros resultados con la línea sólida en rojo como el valor medio y la región sombreada encerrando el 68% de los datos, los símbolos verdes son los resultados de [Cappellari et al. \(2013\)](#), los rombos amarillos y naranjas son los resultados de [Barnabè et al. \(2011\)](#) y finalmente la línea punteada azul es la predicción teórica de [Lovell et al. \(2018\)](#).

6.4. Un estimador del momento angular estelar.

Entre los parámetros fundamentales más importantes de la población de galaxias, además de la masa, es el momento angular, recibido por torques de marea en el universo temprano ([Peebles, 1969](#)). Desde hace más de una década, [Emsellem et al.](#)

(2007) propuso un estimador del momento angular estelar observado en una muestra de 48 galaxias con datos de IFS del muestreo SAURON (de Zeeuw et al., 2002) derivado mediante la siguiente ecuación:

$$\lambda_{Re} \equiv \frac{\langle R|V| \rangle}{\langle R\sqrt{V^2 + \sigma^2} \rangle} = \frac{\sum_{n=1}^N F_n R_n |V_n|}{\sum_{n=1}^N F_n R_n \sqrt{V_n^2 + \sigma_n^2}}, \quad (6.27)$$

donde la suma se realiza sobre el número de *spaxels* dentro del radio efectivo, R . F_n , V_n y σ_n son el flujo, velocidad, y dispersión de velocidades del n -ésimo *spaxel*, respectivamente. A partir de entonces se introdujo el término *fast rotator* y *slow rotator* para determinar que tan dominadas por rotación o dispersión de velocidades son las galaxias, dependiendo si λ_R tiene valores por abajo o arriba de ~ 0.2 . Diferentes trabajos, con diferentes datos han confirmado este resultado mostrando una clara bimodalidad en las propiedades de las galaxias entre rotadores rápidos y lentos (p. ej. Emsellem et al., 2011; Fogarty et al., 2015; Falcón-Barroso et al., 2015, 2019; Graham et al., 2018).

En esta Tesis doctoral proponemos un nuevo estimador del momento angular estelar basados en la fracción de masa soportada por rotación respecto a la masa dinámica, ambas al radio efectivo:

$$\lambda_{Re,proxy} = \frac{M_{e,Vrot}}{M_{e,dyn}}. \quad (6.28)$$

La masa soportada por rotación está determinada de la siguiente manera:

$$M_{e,vrot} = V_{rot}^2 R_e / G, \quad (6.29)$$

con G como la constante gravitatoria. Mientras que la masa dinámica es la estimada en el Capítulo 5. En la Figura 6.11 mostramos la comparación entre la derivación clásica del momento angular estelar derivada por Falcón-Barroso et al. (2019) usando la ec. (6.27) para la muestra de 300 galaxias de CALIFA estudiadas en esta Tesis y nuestro estimador basado en la fracción de masa soportada por rotación relativo a la masa dinámica. Encontramos que nuestro estimador reproduce las determinaciones clásicas con una dispersión de ~ 0.09 dex.

En la Figura 6.12 exploramos el diagrama entre el momento angular estelar y la elipticidad, (λ_r, ϵ) y los comparamos con derivaciones previas con datos de diferentes muestreos como: (1) Atlas3D (Emsellem et al., 2007), (2) SAMI (van de Sande et al., 2017), y (3) CALIFA (Falcón-Barroso et al., 2019). Encontramos que los resultados son consistentes entre sí, las galaxias espirales, como es de esperarse, casi todas son rotadores rápidos, mientras que la mayoría de las galaxias elípticas son rotadores lentos.

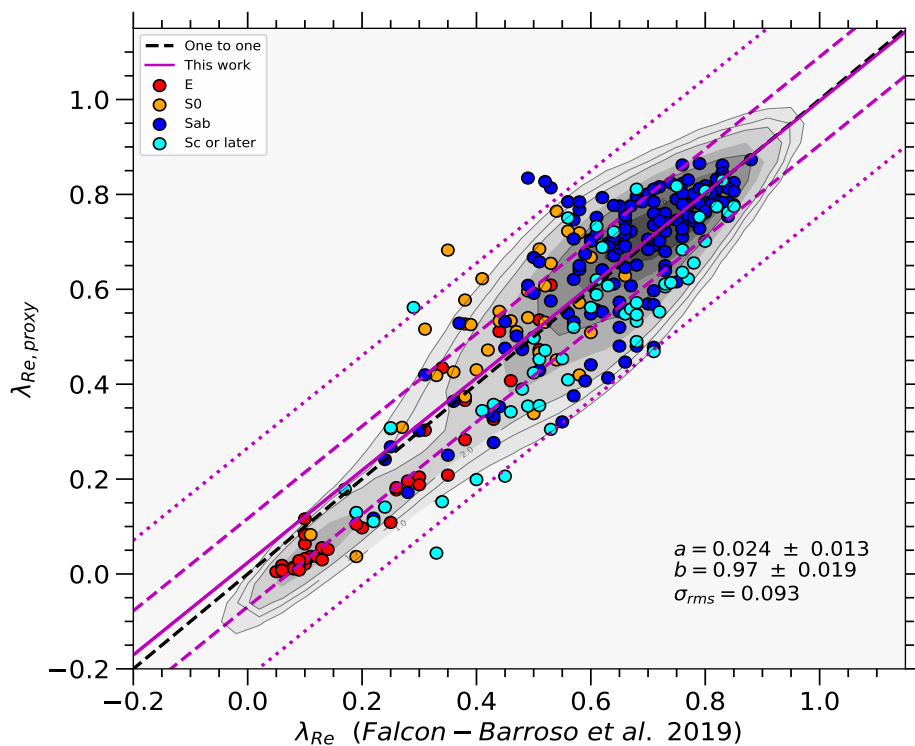


FIGURA 6.11: Relación uno-a-uno (línea negra segmentada) entre el momento angular estelar medido con la definición clásica (ec. 6.27) por [Falcón-Barroso et al. \(2019\)](#) para la muestra de 300 galaxias de CALIFA y nuestro estimador definido como la fracción de masa soportada por rotación respecto a la masa dinámica, descrita en los capítulos 4 y 5. Las líneas segmentadas y punteadas moradas demarcan la región 1σ y 2σ , respectivamente.

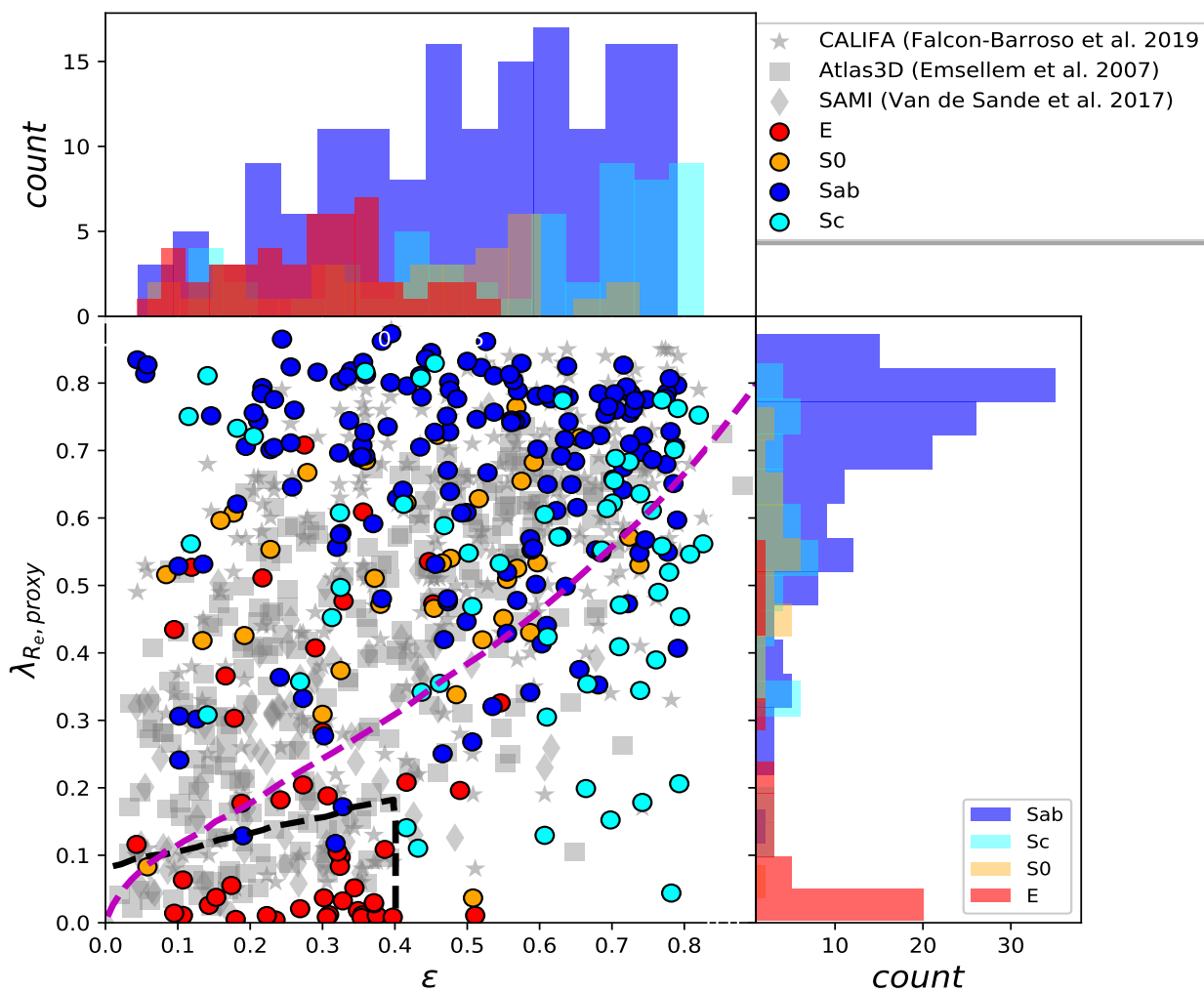


FIGURA 6.12: Diagrama (λ_R, ϵ) para la muestra de 300 galaxias de CALIFA. Los colores representan diferentes tipos morfológicos. Incluimos como referencia la relación para la muestra de CALIFA (estrellas grises, [Falcón-Barroso et al., 2019](#)), Atlas3D (cuadros grises, [Emsellem et al., 2007](#)) y SAMI (rombos grises, [van de Sande et al., 2017](#)). La línea negra segmentada muestra la demarcación entre rotadores lentos y rápidos. La curva magenta segmentada es la relación vista de canto de [Cappellari et al. \(2007\)](#).

Capítulo 7

Conclusiones e Investigaciones Futuras.

En la presente Tesis buscamos explotar la combinación de resolución y cubrimiento espacial de CALIFA más la gran estadística de MaNGA, lo cual nos permite estudiar las relaciones de escala entre las propiedades cinemáticas y dinámicas de las galaxias con una confiabilidad inédita. Esto nos permite realizar algo que se ha buscado por años en la comunidad, la confrontación cuantitativa contra predicciones teóricas basadas en la Cosmología y la evolución de las galaxias. Particularmente buscamos una relación de escala, que involucra propiedades cinemáticas y dinámicas, unificada para galaxias tanto de tipo temprano como tardío. Del mismo modo, estudiamos la relación masa-dinámica-masa-estelar, $M_{dyn} - M_*$, en la parte interna de galaxias y la comparamos con resultados observacionales previos encontrados en la literatura y con predicciones teóricas de formación de galaxias basados en modelos semiempíricos.

En la parte del análisis cinemático, particularmente en el Capítulo 4, estudiamos relaciones de escala como la “clásica” Tully-Fisher, la $M_* - V_{rot}$, la $M_* - \sigma$ y la $M_* - S_K$ primeramente para galaxias de CALIFA. En el Capítulo 5 derivamos un Plano Fundamental Universal para galaxias elípticas y espirales de ambos muestreos, CALIFA y MaNGA. Además, proponemos un par de estimadores de la masa dinámica contenida en la parte interna de galaxias. Estudiamos la distribución de estas masas dinámicas en función de la masa estelar y comparamos con predicciones teóricas de formación de galaxias. En la parte de análisis dinámico (Capítulo 6), seleccionamos galaxias tanto elípticas como espirales atípicas en las relaciones de escala (*outliers* más allá de 2σ respecto al mejor ajuste del Plano Fundamental Universal) y construimos modelos dinámicos basados en la técnica de superposición de órbitas de Schwarzschild (1979) para estudiar su naturaleza dinámica y distribución orbital para entender el porqué no siguen las correlaciones. Del mismo modo, estimamos la fracción de materia oscura contenida dentro del radio efectivo en galaxias y comparamos con predicciones teóricas.

7.1. Conclusiones.

A continuación enumeramos las conclusiones principales obtenidas en esta Tesis.

- Basados en el estudio detallado de la cinemática espacialmente resuelta, concluimos que el perfil de velocidad de rotación se puede subestimar si en la cinemática de la galaxia en cuestión existen movimientos no-circulares y éstos son ignorados en el análisis cinemático.
- Basándonos en el estudio de las dos muestras analizadas (CALIFA y MaNGA), presentamos relaciones de escala de galaxias con la cinemática estelar y del gas ionizado. Confirmamos que las galaxias de tipo tardío y temprano juntas siguen la relación de escalamiento entre la masa estelar y el parámetro de velocidad total, $M_\star - S_{0,5}$, con una remarcable reducción de la dispersión (~ 0.1 dex) en comparación con las relaciones individuales $M_\star - V_{rot}$ (~ 0.23 dex) y $M_\star - \sigma$ (~ 0.14 dex). La dispersión respecto a la citada relación es consistente con previos estudios usando datos de diferentes muestreos, tales como SAMI (Cortese et al., 2014; Barat et al., 2019) y CALIFA (Gilhuly et al., 2019).
- La reducción de la dispersión considerando el parámetro de velocidad total, S_K , nos indica que la cinemática interna en galaxias es más compleja que solo rotación o dispersión de velocidades. Como es bien sabido, las galaxias de disco aunque dominadas por rotación frecuentemente muestran movimientos no-circulares, mientras que una fracción de galaxias elípticas, aunque dominadas por dispersión de velocidades, exhiben movimientos rotacionales. Esto nos lleva a la conclusión de que la combinación de la velocidad de rotación, V_{rot} , y la dispersión de velocidades, σ , en un solo parámetro, S_K , resulta un mejor trazador de la velocidad circular (potencial gravitatorio).
- Presentamos un primer estimador de la masa dinámica contenida dentro del radio efectivo en galaxias usando únicamente el parámetro de velocidad total y calibrado con modelos dinámicos basados en órbitas. Encontramos que nuestro estimador puede recuperar de manera robusta las masas dinámicas estimadas por métodos dinámicos (basados en datos de la muestra de CALIFA) con una dispersión de ~ 0.15 dex.
- Demostramos la existencia de un Plano Fundamental Universal, construido y calibrado primeramente con propiedades al radio efectivo de 300 galaxias observadas por CALIFA. Posteriormente, estudiamos este mismo plano para la muestra final de 2458 galaxias de MaNGA (después de una rigurosa depuración) usando la calibración encontrada con las galaxias de CALIFA. Encontramos que todas las clases de galaxias, elípticas y espirales, siguen este plano con una dispersión de ~ 0.05 dex en acuerdo con el sugerido por Zaritsky et al. (2008).
- Proponemos un procedimiento simple pero competitivo para estimar la razón masa-luminosidad dinámica dentro del radio efectivo en galaxias, Y_e . Este procedimiento es más fácil de aplicar a grandes muestras de galaxias que los análisis más detallados (modelos dinámicos), aunque con menos precisión. Proponemos un segundo estimador de la masa dinámica al radio efectivo, usando información adicional de galaxias (parámetro S_K , brillo superficial I_e y radio efectivo R_e) y por lo tanto más preciso que el primero. Encontramos que las masas dinámicas calculadas con este nuevo estimador son consistentes con las

derivadas por los modelos dinámicos con una dispersión de ~ 0.09 dex (menor que 0.15 dex, la dispersión encontrada con el estimador basado solo en el parámetro de velocidad).

- Encontramos que la distribución de masas dinámicas en función de la masa estelar, ambas al radio efectivo, $M_{dyn_e} - M_{\star_e}$, es aproximadamente lineal a masas intermedias, pero a masas $< 1 \times 10^{9.5} M_{\odot}$ se hace más plana mientras que a masas mayores que $1 \times 10^{10.5} M_{\odot}$ se empina ligeramente, mostrando en estos dos extremos un mayor dominio de masa dinámica (oscura) que en las masas intermedias, en buen acuerdo con predicciones teóricas de modelos semiempíricos de formación de galaxias.

Es gratificante el darnos cuenta como ha evolucionado nuestro conocimiento sobre la formación de galaxias y de las propiedades de los halos cosmológicos de materia oscura a medida como han evolucionado los datos observacionales en galaxias y las herramientas para analizarlos. Una vía tradicional para obtener las propiedades y distribución de materia oscura es a través de la cinemática. Para galaxias espirales mediante las curvas de rotación, las cuales son función del radio, y por lo tanto, se requiere definir una velocidad de referencia. Entre las más usadas en la literatura son (i) la velocidad en la parte plana de las curvas de rotación (V_{flat}), (ii) los anchos de línea (W_{20}, W_{50}) y la velocidad de rotación máxima (V_{max}) (p. ej. [Zavala et al., 2003b](#); [Ponomareva et al., 2017](#)). La curva de rotación no siempre está disponible, por lo tanto, nos vemos obligados a elegir como velocidad de referencia los anchos de línea, similar a la derivación de la cinemática integrada usada en esta Tesis. Además, debemos subrayar que cada una de las velocidades de referencia tienen sus ventajas y desventajas: (a) la parte plana de las curvas de rotación se logra sólo para un número limitado de galaxias; (b) los anchos de línea, generalmente usados para la emisión del gas neutro HI, aunque tienen gran resolución espacial y se obtiene en las partes más externas de las galaxias donde domina la materia oscura, estos se utilizan para galaxias cercanas y dependen de la distribución de HI así como de la sensibilidad del radio telescopio; y (c) la V_{max} nos da una idea de la concentración de la componente bariónica en un halo dado. Por otro lado, la cinemática en galaxias elípticas es más compleja. Las estrellas están en equilibrio gravitatorio al equilibrar el potencial gravitatorio al que están sometidas, con la presión que surge de sus movimientos 3D. Además, no podemos medir directamente la dispersiones de velocidad radial y tangencial ligadas al perfil de la masa, sino sólo sus valores proyectados a lo largo de la línea de visión.

Por otro lado, las propiedades cinemáticas de las galaxias, como la velocidad de rotación y dispersión de velocidades, nos permiten estudiar relaciones de escala que conectan propiedades de los halos de materia oscura y de la materia luminosa. Las cuales amplían nuestra comprensión de la relación entre la cinemática, dinámica, y las fracciones de masa en el centro de las galaxias. En particular, las relaciones de escala cinemáticas y dinámicas como las estudiadas en esta Tesis son una herramienta clave para estudiar la formación de galaxias. Por ejemplo, nos dan una descripción estadística para medir de manera relativamente simple propiedades de galaxias que pueden ser comparadas directamente con predicciones de simulaciones numéricas cosmológicas. Nuestra derivación de la relación $M_{dyn} - M_{\star}$ es un primer paso para explorar la conexión galaxia-halo con datos observacionales, aunque en la parte

interna de las galaxias. Nuestros resultados indican que las galaxias en el régimen de bajas masas son mayormente dominadas por materia oscura en las regiones internas, de igual manera en la parte de altas masas, donde tenemos evidencia de una ligera desviación de la distribución. Sin embargo, en nuestras derivaciones estamos suponiendo que la IMF es universal para todos los tipos morfológicos de galaxias. La desviación observada a alta masa, en particular, podría deberse a que estamos sobre estimando o sub-estimando la masa estelar. Diferentes estudios han encontrado una variación sistémica de la IMF con la dispersión de velocidades central en galaxias de tipo temprano (p. ej. [Cappellari et al., 2012](#); [Martín-Navarro et al., 2015](#); [Li et al., 2017](#)). No obstante, el que las galaxias más masivas muestren una mayor fracción de materia oscura es razonable, pues está de acuerdo con lo que pasa con la relación $M_{\star} - M_{vir}$ (p. ej. [Rodríguez-Puebla et al., 2015](#)). Parecería que esta relación deja su huella en la distribución de masa estelar y masa oscura en regiones más internas. Por lo tanto, las desviaciones en nuestra distribución puede deberse a la cantidad de materia oscura contenida dentro del radio efectivo o puede que tan solo sea el resultado de nuestra aproximación (IMF universal). Esto lo abordaremos en un futuro cercano.

Sabemos que, por construcción, los modelos semi-empíricos de formación de galaxias siguen diferentes relaciones de escala, entre ellas la SHMR ([Rodríguez-Puebla et al., 2015](#)). Nuestra relación $M_{dyn} - M_{\star}$ hereda parcialmente la forma de la SHMR, que también se desvía en la parte de bajas y altas masas estelares. Por lo tanto, estudiar la distribución de masa en la parte interna de galaxias, en particular la relación masa-dinámica-masa-estelar, nos puede dar pistas importantes de la conexión entre la dinámica interna de la población local de galaxias y las propiedades de los halos cosmológicos de materia oscura para mejorar nuestro entendimiento de la formación y ensamblaje de las galaxias.

Finalmente, sabemos que las galaxias enanas se han convertido en el laboratorio ideal para estudiar la naturaleza y distribución de la componente de materia oscura, ya que son los sistemas dominados a todos los radios por esta componente oscura (p. ej. [Baumgardt & Mieske, 2008](#)). Aunque en esta Tesis no consideramos galaxias enanas, la situación es extremadamente positiva en un futuro cercano porque estaremos sumergidos por un enorme flujo de información por dos razones: (i) gracias a los grandes telescopios y nuevos instrumentos (tales como MUSE) tendremos de datos con exquisita resolución espacial para desentrañar las galaxias del universo cercano, y (ii) gracias a los satélites como GAIA y el telescopio espacial Hubble (HST por las siglas en inglés de Hubble Satellite Telescope), tenemos la capacidad de resolver movimientos propios de estrellas individuales y por lo tanto la componente radial y tangencial de la dispersión de velocidades de las galaxias enanas esferoidales del universo local, lo que nos dará la capacidad de determinar de manera precisa la distribución de materia oscura en estos sistemas (p. ej. [Lokas, 2009](#); [Strigari et al., 2017](#); [Massari et al., 2020](#)).

7.2. Investigaciones Futuras.

Como muchos trabajos de investigación de frontera, esta Tesis está dejando muchos cabos sueltos. He invertido tiempo y esfuerzo en cada uno de ellos, que además

pueden ser delimitados para ser artículos extra cada uno de ellos. Por lo tanto, como continuación del análisis científico derivado de esta Tesis, enumeramos el trabajo en curso y algunos de nuestros planes para el futuro próximo.

1. Análisis detallado de la cinemática en galaxias de baja masa como pruebas a la cosmología. Las galaxias enanas de baja masa se han convertido en los laboratorios ideales para estudiar la naturaleza y distribución de materia oscura. Sin embargo, diferentes estudios muestran estructuras no axisimétricas en las regiones internas de estos sistemas, lo que da lugar a perturbaciones en la cinemática generando movimientos no-circulares. Los cuales son frecuentemente ignorados en este tipo de análisis (p. ej. [Iorio et al., 2017](#); [Oman et al., 2019](#)). Este hecho hace que las curvas de rotación derivadas subestimen el perfil de velocidad circular (potencial gravitatorio) y por lo tanto da lugar a interpretaciones erróneas de la distribución de materia oscura en galaxias. Inicialmente vamos a realizar un análisis detallado de la cinemática con el objetivo de caracterizar los movimientos no-circulares.
2. Modelos dinámicos de galaxias. Datos cinemáticos deben ser procesados a través de modelos dinámicos antes de contrastarlos con predicciones teóricas. El propósito de construir modelos es inferir con precisión la velocidad circular (potencial gravitatorio) que puede ser directamente comparada con la distribución total de materia (luminosa + oscura) interior a un radio, r , de las predicciones cosmológicas.
3. Construcción de la función de masa (velocidad) de Halos de Materia oscura. Estimaremos la masa de los halos y su distribución, corregida por volumen. Esta es una de las predicciones más robustas de las simulaciones cosmológicas. Se predice que es invariante de escala y diverge en la parte de bajas masas (p. ej. [Rodríguez-Puebla et al., 2016](#)).

Apéndice A

Diagrama de flujo de EVELFIT.

En este Apéndice mostramos de manera esquemática, mediante un diagrama de flujo, el procedimiento seguido para incluir Cadenas de Markov Monte Carlo y el algoritmo Metrópolis-Hastings (M-H) al código original desarrollado por [Spekkens & Sellwood \(2007\)](#) y [Sellwood & Sánchez \(2010\)](#). La idea central de esta extensión es barrer de manera eficiente el espacio de parámetros para lograr la solución en el mínimo global. La explicación detallada se puede observar en la Sección [3.2.6](#).

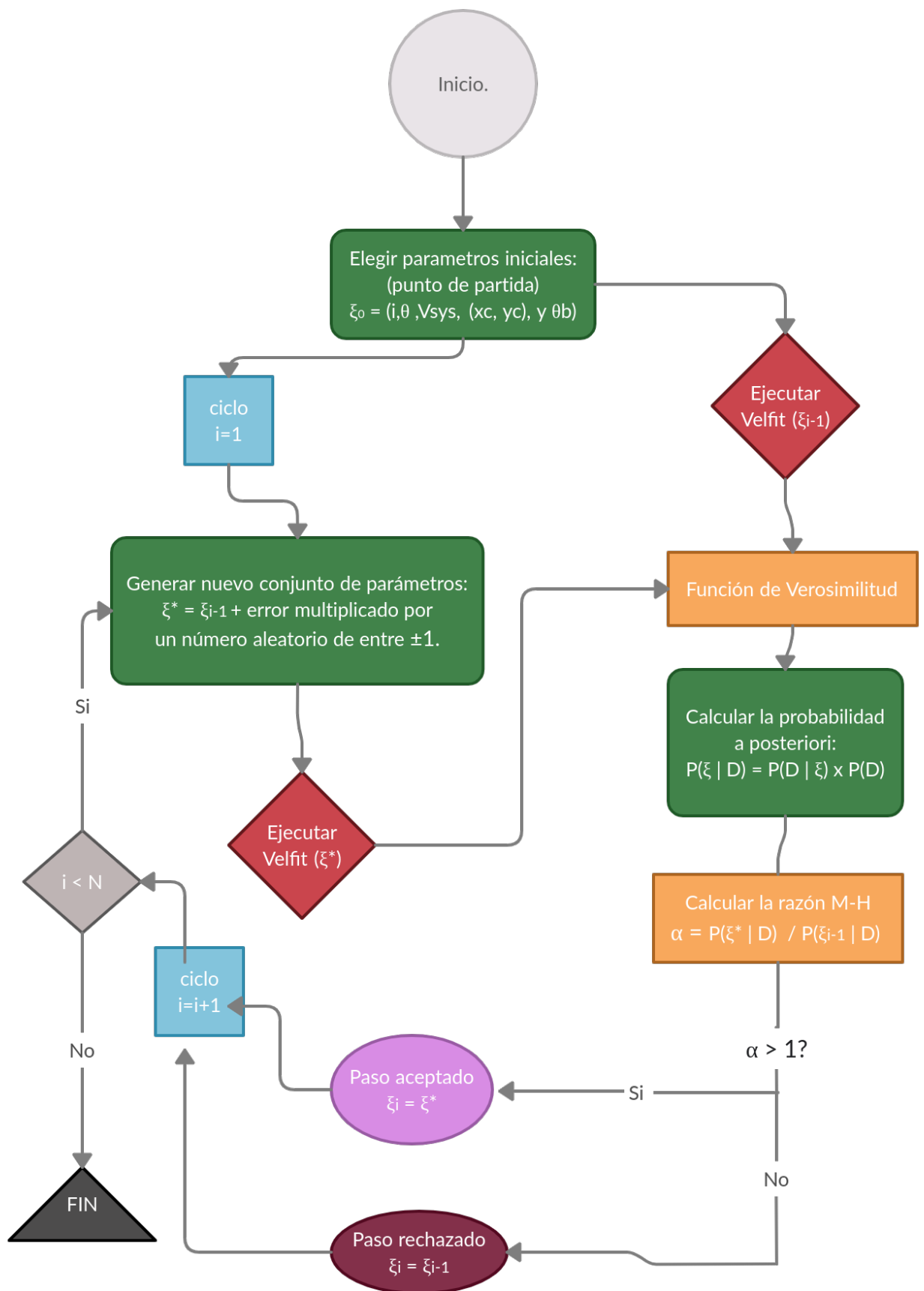


FIGURA A.1: Diagrama de flujo de la implementación del algoritmo Metropolis-Hastings (M-H) para la determinación de los parámetros $\xi = (i, \theta, V_{sys}, (x_c, y_c), y \theta_b)$ del modelo que mejor reproduce los mapas de velocidad observados usando un enfoque de Cadenas Monte Carlo de Markov.

Bibliografía

- Abazajian, K., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2003, , 126, 2081, doi: [10.1086/378165](https://doi.org/10.1086/378165)
- Abazajian, K. N., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2009, , 182, 543, doi: [10.1088/0067-0049/182/2/543](https://doi.org/10.1088/0067-0049/182/2/543)
- Allington-Smith, J. 2006, , 50, 244, doi: [10.1016/j.newar.2006.02.024](https://doi.org/10.1016/j.newar.2006.02.024)
- Aquino-Ortíz, E., Valenzuela, O., Sánchez, S. F., et al. 2018, , 479, 2133, doi: [10.1093/mnras/sty1522](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1522)
- Aquino-Ortíz, E., Sánchez, S. F., Valenzuela, O., et al. 2020, , 900, 109, doi: [10.3847/1538-4357/aba94e](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aba94e)
- Arnaboldi, M., Gerhard, O., Okamura, S., et al. 2007, , 59, 419, doi: [10.1093/pasj/59.2.419](https://doi.org/10.1093/pasj/59.2.419)
- Avila-Reese, V., & Firmani, C. 2000, , 36, 23. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0001403>
- Avila-Reese, V., Firmani, C., Klypin, A., & Kravtsov, A. V. 1999, , 310, 527, doi: [10.1046/j.1365-8711.1999.02968.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02968.x)
- Avila-Reese, V., Zavala, J., Firmani, C., & Hernández-Toledo, H. M. 2008, 136, 1340, doi: [10.1088/0004-6256/136/3/1340](https://doi.org/10.1088/0004-6256/136/3/1340)
- Bacon, R., Adam, G., Baranne, A., et al. 1995, , 113, 347
- Bacon, R., Copin, Y., Monnet, G., et al. 2001, 326, 23, doi: [10.1046/j.1365-8711.2001.04612.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04612.x)
- Bacon, R., Accardo, M., Adjali, L., et al. 2010, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, Vol. 7735, 773508, doi: [10.1117/12.856027](https://doi.org/10.1117/12.856027)
- Baldry, I. K., Glazebrook, K., Brinkmann, J., et al. 2004, , 600, 681, doi: [10.1086/380092](https://doi.org/10.1086/380092)
- Barat, D., D'Eugenio, F., Colless, M., et al. 2019, , 487, 2924, doi: [10.1093/mnras/stz1439](https://doi.org/10.1093/mnras/stz1439)
- Barden, S. C., & Wade, R. A. 1988, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 3, *Fiber Optics in Astronomy*, ed. S. C. Barden, 113–124
- Barnabè, M., Czoske, O., Koopmans, L. V. E., Treu, T., & Bolton, A. S. 2011, , 415, 2215, doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.18842.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18842.x)

- Barrera-Ballesteros, J. K., García-Lorenzo, B., Falcón-Barroso, J., et al. 2015a, , 582, A21, doi: [10.1051/0004-6361/201424935](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424935)
- Barrera-Ballesteros, J. K., Sánchez, S. F., García-Lorenzo, B., et al. 2015b, , 579, A45, doi: [10.1051/0004-6361/201425397](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425397)
- Baugh, C. M. 2006, *Reports on Progress in Physics*, 69, 3101, doi: [10.1088/0034-4885/69/12/R02](https://doi.org/10.1088/0034-4885/69/12/R02)
- Baumgardt, H., & Mieske, S. 2008, , 391, 942, doi: [10.1111/j.1365-2966.2008.13949.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13949.x)
- Begeman, K. G. 1989, 223, 47
- Bekeraité, S., Walcher, C. J., Falcón-Barroso, J., et al. 2016, 593, A114, doi: [10.1051/0004-6361/201527405](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527405)
- Bell, E. F., & de Jong, R. S. 2001, 550, 212, doi: [10.1086/319728](https://doi.org/10.1086/319728)
- Bernardi, M., Sheth, R. K., Annis, J., et al. 2003, , 125, 1866, doi: [10.1086/367794](https://doi.org/10.1086/367794)
- Bershady, M. A., Verheijen, M. A. W., Swaters, R. A., et al. 2010, , 716, 198, doi: [10.1088/0004-637X/716/1/198](https://doi.org/10.1088/0004-637X/716/1/198)
- Bezanson, R., Franx, M., & van Dokkum, P. G. 2015, , 799, 148, doi: [10.1088/0004-637X/799/2/148](https://doi.org/10.1088/0004-637X/799/2/148)
- Binney, J., & Tremaine, S. 1987, *Galactic dynamics*
- Binney, J. J., Davies, R. L., & Illingworth, G. D. 1990, , 361, 78, doi: [10.1086/169169](https://doi.org/10.1086/169169)
- Blackman, C. P. 1980, , 191, 123, doi: [10.1093/mnras/191.1.123](https://doi.org/10.1093/mnras/191.1.123)
- Blanc, G. A., Gebhardt, K., Heiderman, A., et al. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 432, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. L. M. Stanford, J. D. Green, L. Hao, & Y. Mao, 180. <https://arxiv.org/abs/1001.5035>
- Blanton, M. R., Kazin, E., Muna, D., Weaver, B. A., & Price-Whelan, A. 2011, , 142, 31, doi: [10.1088/0004-6256/142/1/31](https://doi.org/10.1088/0004-6256/142/1/31)
- Blanton, M. R., & Moustakas, J. 2009, , 47, 159, doi: [10.1146/annurev-astro-082708-101734](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082708-101734)
- Blanton, M. R., Bershady, M. A., Abolfathi, B., et al. 2017, , 154, 28, doi: [10.3847/1538-3881/aa7567](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa7567)
- Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Primack, J. R., & Rees, M. J. 1984, , 311, 517, doi: [10.1038/311517a0](https://doi.org/10.1038/311517a0)
- Bouché, N., Murphy, M. T., Kacprzak, G. G., et al. 2013, *Science*, 341, 50, doi: [10.1126/science.1234209](https://doi.org/10.1126/science.1234209)
- Bovy, J., & Rix, H.-W. 2013, , 779, 115, doi: [10.1088/0004-637X/779/2/115](https://doi.org/10.1088/0004-637X/779/2/115)
- Bradford, J. D., Geha, M. C., & Blanton, M. R. 2015, , 809, 146, doi: [10.1088/0004-637X/809/2/146](https://doi.org/10.1088/0004-637X/809/2/146)

- Brook, C. B., Stinson, G., Gibson, B. K., Wadsley, J., & Quinn, T. 2012, , 424, 1275, doi: [10.1111/j.1365-2966.2012.21306.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21306.x)
- Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, , 344, 1000, doi: [10.1046/j.1365-8711.2003.06897.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06897.x)
- Bryant, J. J., Owers, M. S., Robotham, A. S. G., et al. 2015, , 447, 2857, doi: [10.1093/mnras/stu2635](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2635)
- Bullock, J. S., & Boylan-Kolchin, M. 2017, , 55, 343, doi: [10.1146/annurev-astro-091916-055313](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-091916-055313)
- Bundy, K., & MaNGA Team. 2016, in American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 227, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 312.01
- Bundy, K., Bershady, M. A., Law, D. R., et al. 2015, , 798, 7, doi: [10.1088/0004-637X/798/1/7](https://doi.org/10.1088/0004-637X/798/1/7)
- Cappellari, M. 2002, , 333, 400, doi: [10.1046/j.1365-8711.2002.05412.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05412.x)
- . 2008, 390, 71, doi: [10.1111/j.1365-2966.2008.13754.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13754.x)
- Cappellari, M., & Copin, Y. 2003, , 342, 345, doi: [10.1046/j.1365-8711.2003.06541.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06541.x)
- Cappellari, M., Bacon, R., Bureau, M., et al. 2006, 366, 1126, doi: [10.1111/j.1365-2966.2005.09981.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09981.x)
- Cappellari, M., Emsellem, E., Bacon, R., et al. 2007, , 379, 418, doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.11963.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11963.x)
- Cappellari, M., Emsellem, E., Krajnović, D., et al. 2011, 416, 1680, doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.18600.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18600.x)
- Cappellari, M., McDermid, R. M., Alatalo, K., et al. 2012, , 484, 485, doi: [10.1038/nature10972](https://doi.org/10.1038/nature10972)
- Cappellari, M., Scott, N., Alatalo, K., et al. 2013, 432, 1709, doi: [10.1093/mnras/stt562](https://doi.org/10.1093/mnras/stt562)
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, , 345, 245, doi: [10.1086/167900](https://doi.org/10.1086/167900)
- Catalán-Torrecilla, C., Gil de Paz, A., Castillo-Morales, A., et al. 2015, ArXiv e-prints. <https://arxiv.org/abs/1507.03801>
- Catinella, B., Haynes, M. P., & Giovanelli, R. 2005, , 130, 1037, doi: [10.1086/432543](https://doi.org/10.1086/432543)
- Chandrasekhar, S. 1969, Ellipsoidal figures of equilibrium
- Cid Fernandes, R., Pérez, E., García Benito, R., et al. 2013a, 557, A86, doi: [10.1051/0004-6361/201220616](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220616)
- . 2013b, , 557, A86, doi: [10.1051/0004-6361/201220616](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220616)
- Ciotti, L., Lanzoni, B., & Renzini, A. 1996, , 282, 1, doi: [10.1093/mnras/282.1.1](https://doi.org/10.1093/mnras/282.1.1)
- Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Frenk, C. S. 2000, , 319, 168, doi: [10.1046/j.1365-8711.2000.03879.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03879.x)

- Colombo, D. 2013, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1551, American Institute of Physics Conference Series, ed. I. Zhelyazkov & T. M. Mishonov, 92–97, doi: [10.1063/1.4818858](https://doi.org/10.1063/1.4818858)
- Cortese, L., Fogarty, L. M. R., Ho, I.-T., et al. 2014, 795, L37, doi: [10.1088/2041-8205/795/2/L37](https://doi.org/10.1088/2041-8205/795/2/L37)
- Courteau, S. 1997, 114, 2402, doi: [10.1086/118656](https://doi.org/10.1086/118656)
- Courteau, S., Dutton, A. A., van den Bosch, F. C., et al. 2007, , 671, 203, doi: [10.1086/522193](https://doi.org/10.1086/522193)
- Courteau, S., Cappellari, M., de Jong, R. S., et al. 2014, Reviews of Modern Physics, 86, 47, doi: [10.1103/RevModPhys.86.47](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.86.47)
- Courtes, G. 1982, Astrophysics and Space Science Library, Vol. 92, An Integral Field Spectrograph (IFS) for Large Telescopes, ed. C. M. Humphries, 123, doi: [10.1007/978-94-009-7787-7_16](https://doi.org/10.1007/978-94-009-7787-7_16)
- Croom, S. M., Lawrence, J. S., Bland-Hawthorn, J., et al. 2012, 421, 872, doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.20365.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.20365.x)
- da Rocha-Poppe, P. C., Faúndez-Abans, M., Fernand es-Martin, V. A., et al. 2010, , 402, 1480, doi: [10.1111/j.1365-2966.2009.16002.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.16002.x)
- Danovich, M., Dekel, A., Hahn, O., Ceverino, D., & Primack, J. 2015, , 449, 2087, doi: [10.1093/mnras/stv270](https://doi.org/10.1093/mnras/stv270)
- Davis, M., Faber, S. M., Newman, J., et al. 2003, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4834, Discoveries and Research Prospects from 6- to 10-Meter-Class Telescopes II, ed. P. Guhathakurta, 161–172, doi: [10.1117/12.457897](https://doi.org/10.1117/12.457897)
- Davis, M., Guhathakurta, P., Konidaris, N. P., et al. 2007, , 660, L1, doi: [10.1086/517931](https://doi.org/10.1086/517931)
- Dawson, K. S., Kneib, J.-P., Percival, W. J., et al. 2016, , 151, 44, doi: [10.3847/0004-6256/151/2/44](https://doi.org/10.3847/0004-6256/151/2/44)
- de la Rosa, I. G., de Carvalho, R. R., & Zepf, S. E. 2001, , 122, 93, doi: [10.1086/321143](https://doi.org/10.1086/321143)
- de Lorenzi, F., Debattista, V. P., Gerhard, O., & Sambhus, N. 2007, , 376, 71, doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.11434.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11434.x)
- de Vaucouleurs, G. 1959, Handbuch der Physik, 53, 275, doi: [10.1007/978-3-642-45932-0_7](https://doi.org/10.1007/978-3-642-45932-0_7)
- . 1961, , 5, 233, doi: [10.1086/190056](https://doi.org/10.1086/190056)
- de Zeeuw, P. T., Bureau, M., Emsellem, E., et al. 2002, , 329, 513, doi: [10.1046/j.1365-8711.2002.05059.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05059.x)
- Desmond, H., & Wechsler, R. H. 2015, , 454, 322, doi: [10.1093/mnras/stv1978](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1978)
- . 2017, 465, 820, doi: [10.1093/mnras/stw2804](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2804)
- Di Teodoro, E. M., & Fraternali, F. 2015, , 451, 3021, doi: [10.1093/mnras/stv1213](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1213)

- Djorgovski, S., & Davis, M. 1987, 313, 59, doi: [10.1086/164948](https://doi.org/10.1086/164948)
- Doroshkevich, A. G. 1970, *Astrophysics*, 6, 320, doi: [10.1007/BF01001625](https://doi.org/10.1007/BF01001625)
- Dressler, A., Lynden-Bell, D., Burstein, D., et al. 1987, 313, 42, doi: [10.1086/164947](https://doi.org/10.1086/164947)
- Drory, N., MacDonald, N., Bershadsky, M. A., et al. 2015, , 149, 77, doi: [10.1088/0004-6256/149/2/77](https://doi.org/10.1088/0004-6256/149/2/77)
- Dutton, A. A., & van den Bosch, F. C. 2009, , 396, 141, doi: [10.1111/j.1365-2966.2009.14742.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.14742.x)
- Efstathiou, G., & Jones, B. J. T. 1979, , 186, 133, doi: [10.1093/mnras/186.2.133](https://doi.org/10.1093/mnras/186.2.133)
- Efstathiou, G., Sutherland, W. J., & Maddox, S. J. 1990, , 348, 705, doi: [10.1038/348705a0](https://doi.org/10.1038/348705a0)
- Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., & Sandage, A. R. 1962, , 136, 748, doi: [10.1086/147433](https://doi.org/10.1086/147433)
- Eisenhauer, F., Abuter, R., Bickert, K., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4841, , ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1548–1561, doi: [10.1117/12.459468](https://doi.org/10.1117/12.459468)
- Emsellem, E. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 182, *Galaxy Dynamics - A Rutgers Symposium*, ed. D. R. Merritt, M. Valluri, & J. A. Sellwood, 45
- Emsellem, E., Monnet, G., & Bacon, R. 1994, , 285, 723
- Emsellem, E., Cappellari, M., Peletier, R. F., et al. 2004, , 352, 721, doi: [10.1111/j.1365-2966.2004.07948.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07948.x)
- Emsellem, E., Cappellari, M., Krajnović, D., et al. 2007, 379, 401, doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.11752.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11752.x)
- . 2011, 414, 888, doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.18496.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18496.x)
- Epinat, B., Amram, P., & Marcelin, M. 2008, , 390, 466, doi: [10.1111/j.1365-2966.2008.13796.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13796.x)
- Espinosa-Ponce, C., Sánchez, S. F., Morisset, C., et al. 2020, , 494, 1622, doi: [10.1093/mnras/staa782](https://doi.org/10.1093/mnras/staa782)
- Faber, S. M., Dressler, A., Davies, R. L., et al. 1987, in *Nearly Normal Galaxies. From the Planck Time to the Present*, ed. S. M. Faber, 175
- Faber, S. M., & Jackson, R. E. 1976, 204, 668, doi: [10.1086/154215](https://doi.org/10.1086/154215)
- Faber, S. M., Willmer, C. N. A., Wolf, C., et al. 2007, , 665, 265, doi: [10.1086/519294](https://doi.org/10.1086/519294)
- Falcón-Barroso, J., Lyubenova, M., & van de Ven, G. 2015, in *IAU Symposium*, Vol. 311, *Galaxy Masses as Constraints of Formation Models*, ed. M. Cappellari & S. Courteau, 78–81, doi: [10.1017/S1743921315003439](https://doi.org/10.1017/S1743921315003439)
- Falcón-Barroso, J., van de Ven, G., Peletier, R. F., et al. 2011, , 417, 1787, doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.19372.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19372.x)

- Falcón-Barroso, J., Lyubenova, M., van de Ven, G., et al. 2017, , 597, A48, doi: [10.1051/0004-6361/201628625](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628625)
- Falcón-Barroso, J., van de Ven, G., Lyubenova, M., et al. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1910.06236. <https://arxiv.org/abs/1910.06236>
- Fall, S. M., & Efstathiou, G. 1980, , 193, 189, doi: [10.1093/mnras/193.2.189](https://doi.org/10.1093/mnras/193.2.189)
- Firmani, C., & Avila-Reese, V. 2000, , 315, 457, doi: [10.1046/j.1365-8711.2000.03338.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03338.x)
- Fogarty, L. M. R., Scott, N., Owers, M. S., et al. 2015, , 454, 2050, doi: [10.1093/mnras/stv2060](https://doi.org/10.1093/mnras/stv2060)
- Fraser-McKelvie, A., Aragón-Salamanca, A., Merrifield, M., et al. 2020, , 495, 4158, doi: [10.1093/mnras/staa1416](https://doi.org/10.1093/mnras/staa1416)
- Frenk, C. S., & White, S. D. M. 2012, *Annalen der Physik*, 524, 507, doi: [10.1002/andp.201200212](https://doi.org/10.1002/andp.201200212)
- Galbany, L., Anderson, J. P., Sánchez, S. F., et al. 2018, , 855, 107, doi: [10.3847/1538-4357/aaaf20](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaaf20)
- García-Benito, R., González Delgado, R. M., Pérez, E., et al. 2019, , 621, A120, doi: [10.1051/0004-6361/201833993](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833993)
- . 2017, , 608, A27, doi: [10.1051/0004-6361/201731357](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731357)
- García-Lorenzo, B., Márquez, I., Barrera-Ballesteros, J. K., et al. 2015, , 573, A59, doi: [10.1051/0004-6361/201423485](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423485)
- Gebhardt, K., Bender, R., Bower, G., et al. 2000, , 539, L13, doi: [10.1086/312840](https://doi.org/10.1086/312840)
- Gilhuly, C., Courteau, S., & Sánchez, S. F. 2019, , 482, 1427, doi: [10.1093/mnras/sty2792](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2792)
- Giovanelli, R., Haynes, M. P., Herter, T., et al. 1997, 113, 53, doi: [10.1086/118234](https://doi.org/10.1086/118234)
- González Delgado, R. M., Pérez, E., Cid Fernandes, R., et al. 2014, , 562, A47, doi: [10.1051/0004-6361/201322011](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322011)
- González Delgado, R. M., Cid Fernandes, R., Pérez, E., et al. 2016, , 590, A44, doi: [10.1051/0004-6361/201628174](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628174)
- Graham, M. T., Cappellari, M., Li, H., et al. 2018, , 477, 4711, doi: [10.1093/mnras/sty504](https://doi.org/10.1093/mnras/sty504)
- Gunn, J. E., Siegmund, W. A., Mannery, E. J., et al. 2006, , 131, 2332, doi: [10.1086/500975](https://doi.org/10.1086/500975)
- Heavens, A., Panter, B., Jimenez, R., & Dunlop, J. 2004, , 428, 625, doi: [10.1038/nature02474](https://doi.org/10.1038/nature02474)
- Holmes, L., Spekkens, K., Sánchez, S. F., et al. 2015, 451, 4397, doi: [10.1093/mnras/stv1254](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1254)
- Hubble, E. P. 1926, , 64, 321, doi: [10.1086/143018](https://doi.org/10.1086/143018)

—. 1936, *Realm of the Nebulae*

Ibarra-Medel, H. J., Avila-Reese, V., Sánchez, S. F., González-Samaniego, A. r., & Rodríguez-Puebla, A. 2019, , 483, 4525, doi: [10.1093/mnras/sty3256](https://doi.org/10.1093/mnras/sty3256)

Ibarra-Medel, H. J., & López-Cruz, O. 2011, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, Vol. 40, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 64–65

Ibarra-Medel, H. J., Sánchez, S. F., Avila-Reese, V., et al. 2016, , 463, 2799, doi: [10.1093/mnras/stw2126](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2126)

Ilbert, O., Salvato, M., Le Flocc'h, E., et al. 2010, , 709, 644, doi: [10.1088/0004-637X/709/2/644](https://doi.org/10.1088/0004-637X/709/2/644)

Iodice, E., Arnaboldi, M., Bournaud, F., et al. 2003, , 585, 730, doi: [10.1086/346107](https://doi.org/10.1086/346107)

Iorio, G., Fraternali, F., Nipoti, C., et al. 2017, , 466, 4159, doi: [10.1093/mnras/stw3285](https://doi.org/10.1093/mnras/stw3285)

Jin, Y., Zhu, L., Long, R. J., et al. 2020, , 491, 1690, doi: [10.1093/mnras/stz3072](https://doi.org/10.1093/mnras/stz3072)

Jorgensen, I., Franx, M., & Kjaergaard, P. 1996, , 280, 167, doi: [10.1093/mnras/280.1.167](https://doi.org/10.1093/mnras/280.1.167)

Kalinova, V., Colombo, D., Rosolowsky, E., et al. 2017, 469, 2539, doi: [10.1093/mnras/stx901](https://doi.org/10.1093/mnras/stx901)

Kassin, S. A., Weiner, B. J., Faber, S. M., et al. 2007, 660, L35, doi: [10.1086/517932](https://doi.org/10.1086/517932)

Kelz, A., Verheijen, M. A. W., Roth, M. M., et al. 2006, , 118, 129, doi: [10.1086/497455](https://doi.org/10.1086/497455)

Klypin, A. A., Trujillo-Gomez, S., & Primack, J. 2011, 740, 102, doi: [10.1088/0004-637X/740/2/102](https://doi.org/10.1088/0004-637X/740/2/102)

Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., et al. 2011, 192, 18, doi: [10.1088/0067-0049/192/2/18](https://doi.org/10.1088/0067-0049/192/2/18)

Kormendy, J., Fisher, D. B., Cornell, M. E., & Bender, R. 2009, , 182, 216, doi: [10.1088/0067-0049/182/1/216](https://doi.org/10.1088/0067-0049/182/1/216)

Krajnović, D., Bacon, R., Cappellari, M., et al. 2008, , 390, 93, doi: [10.1111/j.1365-2966.2008.13712.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13712.x)

Kuntschner, H., Emsellem, E., Bacon, R., et al. 2006, , 369, 497, doi: [10.1111/j.1365-2966.2006.10153.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10153.x)

La Barbera, F., Lopes, P. A. A., de Carvalho, R. R., de La Rosa, I. G., & Berlind, A. A. 2010, , 408, 1361, doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.17273.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17273.x)

Lacerda, E. A. D., Sánchez, S. F., Cid Fernandes, R., et al. 2020, , 492, 3073, doi: [10.1093/mnras/staa008](https://doi.org/10.1093/mnras/staa008)

Larson, R. B. 1972, , 236, 21, doi: [10.1038/236021a0](https://doi.org/10.1038/236021a0)

Law, D. R., Yan, R., Bershady, M. A., et al. 2015, , 150, 19, doi: [10.1088/0004-6256/150/1/19](https://doi.org/10.1088/0004-6256/150/1/19)

- Law, D. R., Cherinka, B., Yan, R., et al. 2016, , 152, 83, doi: [10.3847/0004-6256/152/4/83](https://doi.org/10.3847/0004-6256/152/4/83)
- Lelli, F., McGaugh, S. S., & Schombert, J. M. 2016, , 816, L14, doi: [10.3847/2041-8205/816/1/L14](https://doi.org/10.3847/2041-8205/816/1/L14)
- Lelli, F., McGaugh, S. S., Schombert, J. M., Desmond, H., & Katz, H. 2019, , 484, 3267, doi: [10.1093/mnras/stz205](https://doi.org/10.1093/mnras/stz205)
- Li, H., Ge, J., Mao, S., et al. 2017, , 838, 77, doi: [10.3847/1538-4357/aa662a](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa662a)
- Linde, A. D. 1984, *Reports on Progress in Physics*, 47, 925, doi: [10.1088/0034-4885/47/8/002](https://doi.org/10.1088/0034-4885/47/8/002)
- Łokas, E. L. 2009, , 394, L102, doi: [10.1111/j.1745-3933.2009.00620.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2009.00620.x)
- Lorenzi, . D., Debattista, V. P., & Gerhard, O. E. 2006, in *Planetary Nebulae Beyond the Milky Way*, ed. L. Stanghellini, J. R. Walsh, & N. G. Douglas, 311, doi: [10.1007/3-540-34270-2_48](https://doi.org/10.1007/3-540-34270-2_48)
- Lovell, M. R., Pillepich, A., Genel, S., et al. 2018, , 481, 1950, doi: [10.1093/mnras/sty2339](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2339)
- Maciejewski, W., & Binney, J. 2001, , 323, 831, doi: [10.1046/j.1365-8711.2001.04307.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04307.x)
- Madau, P., & Dickinson, M. 2014, , 52, 415, doi: [10.1146/annurev-astro-081811-125615](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125615)
- Magorrian, J., & Binney, J. 1994, , 271, 949, doi: [10.1093/mnras/271.4.949](https://doi.org/10.1093/mnras/271.4.949)
- Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, , 115, 2285, doi: [10.1086/300353](https://doi.org/10.1086/300353)
- Mancillas, B., Duc, P.-A., Combes, F., et al. 2019, , 632, A122, doi: [10.1051/0004-6361/201936320](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936320)
- Mármol-Queraltó, E., Sánchez, S. F., Marino, R. A., et al. 2011, , 534, A8, doi: [10.1051/0004-6361/201117032](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117032)
- Martin, D. C., Fanson, J., Schiminovich, D., et al. 2005a, , 619, L1, doi: [10.1086/426387](https://doi.org/10.1086/426387)
- . 2005b, , 619, L1, doi: [10.1086/426387](https://doi.org/10.1086/426387)
- Martin, D. C., O’Sullivan, D., Matuszewski, M., et al. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 822, doi: [10.1038/s41550-019-0791-2](https://doi.org/10.1038/s41550-019-0791-2)
- Martín-Navarro, I., La Barbera, F., Vazdekis, A., Falcón-Barroso, J., & Ferreras, I. 2015, , 447, 1033, doi: [10.1093/mnras/stu2480](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2480)
- Massari, D., Helmi, A., Mucciarelli, A., et al. 2020, , 633, A36, doi: [10.1051/0004-6361/201935613](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935613)
- Massey, R., Kitching, T., & Richard, J. 2010, *Reports on Progress in Physics*, 73, 086901, doi: [10.1088/0034-4885/73/8/086901](https://doi.org/10.1088/0034-4885/73/8/086901)

- McConnell, N. J., Ma, C.-P., Murphy, J. D., et al. 2012, , 756, 179, doi: [10.1088/0004-637X/756/2/179](https://doi.org/10.1088/0004-637X/756/2/179)
- McDermid, R. M., Bacon, R., Kuntschner, H., et al. 2006, , 49, 521, doi: [10.1016/j.newar.2005.10.025](https://doi.org/10.1016/j.newar.2005.10.025)
- McGaugh, S. 2020, *Galaxies*, 8, 35, doi: [10.3390/galaxies8020035](https://doi.org/10.3390/galaxies8020035)
- McGaugh, S. S. 2012, , 143, 40, doi: [10.1088/0004-6256/143/2/40](https://doi.org/10.1088/0004-6256/143/2/40)
- McGaugh, S. S., Schombert, J. M., Bothun, G. D., & de Blok, W. J. G. 2000, 533, L99, doi: [10.1086/312628](https://doi.org/10.1086/312628)
- Messier, C. 1781, *Catalogue des Nébuleuses et des Amas d'Étoiles (Catalog of Nebulae and Star Clusters)*, *Connaissance des Temps ou des Mouvements Célestes*
- Meyer, M. J., Zwaan, M. A., Webster, R. L., et al. 2004, , 350, 1195, doi: [10.1111/j.1365-2966.2004.07710.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07710.x)
- Mo, H. J., Mao, S., & White, S. D. M. 1998, 295, 319, doi: [10.1046/j.1365-8711.1998.01227.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01227.x)
- Naab, T., Johansson, P. H., & Ostriker, J. P. 2009, , 699, L178, doi: [10.1088/0004-637X/699/2/L178](https://doi.org/10.1088/0004-637X/699/2/L178)
- Naab, T., Oser, L., Emsellem, E., et al. 2014, , 444, 3357, doi: [10.1093/mnras/stt1919](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1919)
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, , 462, 563, doi: [10.1086/177173](https://doi.org/10.1086/177173)
- Navarro, J. F., & Steinmetz, M. 2000, , 538, 477, doi: [10.1086/309175](https://doi.org/10.1086/309175)
- Neistein, E., Maoz, D., Rix, H.-W., & Tonry, J. L. 1999, , 117, 2666, doi: [10.1086/300869](https://doi.org/10.1086/300869)
- Nelson, D., Pillepich, A., Springel, V., et al. 2018, , 475, 624, doi: [10.1093/mnras/stx3040](https://doi.org/10.1093/mnras/stx3040)
- Nitschai, M. S., Cappellari, M., & Neumayer, N. 2020, , 494, 6001, doi: [10.1093/mnras/staa1128](https://doi.org/10.1093/mnras/staa1128)
- Oman, K. A., Marasco, A., Navarro, J. F., et al. 2019, , 482, 821, doi: [10.1093/mnras/sty2687](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2687)
- Oser, L., Ostriker, J. P., Naab, T., Johansson, P. H., & Burkert, A. 2010, , 725, 2312, doi: [10.1088/0004-637X/725/2/2312](https://doi.org/10.1088/0004-637X/725/2/2312)
- Ouellette, N. N.-Q., Courteau, S., Holtzman, J. A., et al. 2017, , 843, 74, doi: [10.3847/1538-4357/aa74b1](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa74b1)
- Padmanabhan, N., Seljak, U., Strauss, M. A., et al. 2004, , 9, 329, doi: [10.1016/j.newast.2003.12.004](https://doi.org/10.1016/j.newast.2003.12.004)
- Papastergis, E., Martin, A. M., Giovanelli, R., & Haynes, M. P. 2011, , 739, 38, doi: [10.1088/0004-637X/739/1/38](https://doi.org/10.1088/0004-637X/739/1/38)
- Peebles, P. J. E. 1969, , 155, 393, doi: [10.1086/149876](https://doi.org/10.1086/149876)
- . 1982, , 263, L1, doi: [10.1086/183911](https://doi.org/10.1086/183911)

- . 1984, , 284, 439, doi: [10.1086/162425](https://doi.org/10.1086/162425)
- . 1993, Principles of Physical Cosmology
- Persic, M., Salucci, P., & Stel, F. 1996, , 281, 27, doi: [10.1093/mnras/278.1.27](https://doi.org/10.1093/mnras/278.1.27)
- Pizagno, J., Prada, F., Weinberg, D. H., et al. 2007, , 134, 945, doi: [10.1086/519522](https://doi.org/10.1086/519522)
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al. 2020, A&A, 641, A6, doi: [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910)
- Ponomareva, A. A., Verheijen, M. A. W., Peletier, R. F., & Bosma, A. 2017, ArXiv e-prints. <https://arxiv.org/abs/1704.08788>
- Primack, J. R. 2009, New Journal of Physics, 11, 105029, doi: [10.1088/1367-2630/11/10/105029](https://doi.org/10.1088/1367-2630/11/10/105029)
- Prugniel, P., & Simien, F. 1996, , 309, 749
- Quenneville, M. E., Liepold, C. M., & Ma, C.-P. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2005.00542. <https://arxiv.org/abs/2005.00542>
- Randriamampandry, T. H., Combes, F., Carignan, C., & Deg, N. 2015, 454, 3743, doi: [10.1093/mnras/stv2147](https://doi.org/10.1093/mnras/stv2147)
- Reda, F. M., Forbes, D. A., & Hau, G. K. T. 2005, , 360, 693, doi: [10.1111/j.1365-2966.2005.09058.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09058.x)
- Renzini, A., & Ciotti, L. 1993, , 416, L49, doi: [10.1086/187068](https://doi.org/10.1086/187068)
- Reyes, R., Mandelbaum, R., Gunn, J. E., Pizagno, J., & Lackner, C. N. 2011, , 417, 2347, doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.19415.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19415.x)
- Richstone, D. O. 1980, , 238, 103, doi: [10.1086/157963](https://doi.org/10.1086/157963)
- Richstone, D. O., & Tremaine, S. 1984, , 286, 27, doi: [10.1086/162572](https://doi.org/10.1086/162572)
- Rix, H.-W., de Zeeuw, P. T., Cretton, N., van der Marel, R. P., & Carollo, C. M. 1997, , 488, 702, doi: [10.1086/304733](https://doi.org/10.1086/304733)
- Rix, H.-W., & White, S. D. M. 1992, , 254, 389, doi: [10.1093/mnras/254.3.389](https://doi.org/10.1093/mnras/254.3.389)
- Roberts, M. S., & Haynes, M. P. 1994, , 32, 115, doi: [10.1146/annurev.aa.32.090194.000555](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.32.090194.000555)
- Rodionov, S. A., Athanassoula, E., & Sotnikova, N. Y. 2009, 392, 904, doi: [10.1111/j.1365-2966.2008.14110.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14110.x)
- Rodríguez-Puebla, A., Avila-Reese, V., Yang, X., et al. 2015, , 799, 130, doi: [10.1088/0004-637X/799/2/130](https://doi.org/10.1088/0004-637X/799/2/130)
- Rodríguez-Puebla, A., Behroozi, P., Primack, J., et al. 2016, , 462, 893, doi: [10.1093/mnras/stw1705](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1705)
- Rogstad, D. H., Lockhart, I. A., & Wright, M. C. H. 1974, , 193, 309, doi: [10.1086/153164](https://doi.org/10.1086/153164)
- Rosales-Ortega, F. F., Kennicutt, R. C., Sánchez, S. F., et al. 2010, , 405, 735, doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.16498.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16498.x)

- Roth, M. M., Kelz, A., Fechner, T., et al. 2005, , 117, 620, doi: [10.1086/429877](https://doi.org/10.1086/429877)
- Rubin, V. C., Ford, W. K., J., & Thonnard, N. 1980, , 238, 471, doi: [10.1086/158003](https://doi.org/10.1086/158003)
- Rubin, V. C., & Ford, W. Kent, J. 1970, , 159, 379, doi: [10.1086/150317](https://doi.org/10.1086/150317)
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161, doi: [10.1086/145971](https://doi.org/10.1086/145971)
- Sánchez, S. F. 2020, , 58, *annurev*, doi: [10.1146/annurev-astro-012120-013326](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-012120-013326)
- Sánchez, S. F., Cardiel, N., Verheijen, M. A. W., Pedraz, S., & Covone, G. 2007, , 376, 125, doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.11335.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11335.x)
- Sánchez, S. F., Kennicutt, R. C., Gil de Paz, A., et al. 2012, 538, *A8*, doi: [10.1051/0004-6361/201117353](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117353)
- Sánchez, S. F., Pérez, E., Sánchez-Blázquez, P., et al. 2016a, , 52, 171. <https://arxiv.org/abs/1602.01830>
- . 2016b, 52, 21. <https://arxiv.org/abs/1509.08552>
- Sánchez, S. F., Avila-Reese, V., Rodríguez-Puebla, A., et al. 2019, , 482, 1557, doi: [10.1093/mnras/sty2730](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2730)
- Sánchez-Blázquez, P., Peletier, R. F., Jiménez-Vicente, J., et al. 2006, , 371, 703, doi: [10.1111/j.1365-2966.2006.10699.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10699.x)
- Sancisi, R., Fraternali, F., Oosterloo, T., & van der Hulst, T. 2008, , 15, 189, doi: [10.1007/s00159-008-0010-0](https://doi.org/10.1007/s00159-008-0010-0)
- Sandage, A. 1961, *The Hubble Atlas of Galaxies*
- Sarzi, M., Falcón-Barroso, J., Davies, R. L., et al. 2006, , 366, 1151, doi: [10.1111/j.1365-2966.2005.09839.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09839.x)
- Sarzi, M., Shields, J. C., Schawinski, K., et al. 2010, , 402, 2187, doi: [10.1111/j.1365-2966.2009.16039.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.16039.x)
- Schaefer, A. L., Croom, S. M., Allen, J. T., et al. 2017, , 464, 121, doi: [10.1093/mnras/stw2289](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2289)
- Schawinski, K., Urry, C. M., Simmons, B. D., et al. 2014, , 440, 889, doi: [10.1093/mnras/stu327](https://doi.org/10.1093/mnras/stu327)
- Schoenmakers, R. H. M. 1999, PhD thesis, University of Groningen
- Schoenmakers, R. H. M., Franx, M., & de Zeeuw, P. T. 1997, 292, 349, doi: [10.1093/mnras/292.2.349](https://doi.org/10.1093/mnras/292.2.349)
- Schramm, D. N., & Wagoner, R. V. 1977, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 27, 37, doi: [10.1146/annurev.ns.27.120177.000345](https://doi.org/10.1146/annurev.ns.27.120177.000345)
- Schwarzschild, M. 1979, 232, 236, doi: [10.1086/157282](https://doi.org/10.1086/157282)
- . 1982, , 263, 599, doi: [10.1086/160531](https://doi.org/10.1086/160531)
- . 1993, , 409, 563, doi: [10.1086/172687](https://doi.org/10.1086/172687)

- Sellwood, J. A., & Sánchez, R. Z. 2010, 404, 1733, doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.16430.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16430.x)
- Silk, J. 1997, , 481, 703, doi: [10.1086/304073](https://doi.org/10.1086/304073)
- Siopis, C., Gebhardt, K., Lauer, T. R., et al. 2009, , 693, 946, doi: [10.1088/0004-637X/693/1/946](https://doi.org/10.1088/0004-637X/693/1/946)
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, , 131, 1163, doi: [10.1086/498708](https://doi.org/10.1086/498708)
- Smee, S. A., Gunn, J. E., Uomoto, A., et al. 2013, , 146, 32, doi: [10.1088/0004-6256/146/2/32](https://doi.org/10.1088/0004-6256/146/2/32)
- Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., et al. 1992, , 396, L1, doi: [10.1086/186504](https://doi.org/10.1086/186504)
- Speagle, J. S., Steinhardt, C. L., Capak, P. L., & Silverman, J. D. 2014, , 214, 15, doi: [10.1088/0067-0049/214/2/15](https://doi.org/10.1088/0067-0049/214/2/15)
- Spekkens, K., & Sellwood, J. A. 2007, 664, 204, doi: [10.1086/518471](https://doi.org/10.1086/518471)
- Springel, V., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 2006, , 440, 1137, doi: [10.1038/nature04805](https://doi.org/10.1038/nature04805)
- Steinmetz, M., & Navarro, J. F. 1999, 513, 555, doi: [10.1086/306904](https://doi.org/10.1086/306904)
- Stewart, K. R., Kaufmann, T., Bullock, J. S., et al. 2011, , 738, 39, doi: [10.1088/0004-637X/738/1/39](https://doi.org/10.1088/0004-637X/738/1/39)
- Strateva, I., Ivezić, Ž., Knapp, G. R., et al. 2001, , 122, 1861, doi: [10.1086/323301](https://doi.org/10.1086/323301)
- Strauss, M. A., Weinberg, D. H., Lupton, R. H., et al. 2002, , 124, 1810, doi: [10.1086/342343](https://doi.org/10.1086/342343)
- Strigari, L. E., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 2017, , 838, 123, doi: [10.3847/1538-4357/aa5c8e](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa5c8e)
- Syer, D., & Tremaine, S. 1996, , 282, 223, doi: [10.1093/mnras/282.1.223](https://doi.org/10.1093/mnras/282.1.223)
- Tonini, C., Jones, D. H., Mould, J., et al. 2014, , 438, 3332, doi: [10.1093/mnras/stt2442](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2442)
- Tortora, C., La Barbera, F., Napolitano, N. R., de Carvalho, R. R., & Romanowsky, A. J. 2012, , 425, 577, doi: [10.1111/j.1365-2966.2012.21506.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21506.x)
- Tortora, C., Napolitano, N. R., Romanowsky, A. J., Capaccioli, M., & Covone, G. 2009, , 396, 1132, doi: [10.1111/j.1365-2966.2009.14789.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.14789.x)
- Tortora, C., Posti, L., Koopmans, L. V. E., & Napolitano, N. R. 2019, , 489, 5483, doi: [10.1093/mnras/stz2320](https://doi.org/10.1093/mnras/stz2320)
- Tortora, C., Romanowsky, A. J., & Napolitano, N. R. 2013, , 765, 8, doi: [10.1088/0004-637X/765/1/8](https://doi.org/10.1088/0004-637X/765/1/8)
- Trick, W. H., Bovy, J., D'Onghia, E., & Rix, H.-W. 2017, , 839, 61, doi: [10.3847/1538-4357/aa67db](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa67db)
- Trujillo, I., Rudnick, G., Rix, H.-W., et al. 2004, , 604, 521, doi: [10.1086/382060](https://doi.org/10.1086/382060)

- Trujillo-Gomez, S., Klypin, A., Primack, J., & Romanowsky, A. J. 2011, , 742, 16, doi: [10.1088/0004-637X/742/1/16](https://doi.org/10.1088/0004-637X/742/1/16)
- Tully, R. B., & Fisher, J. R. 1977, 54, 661
- Valenzuela, O., Rhee, G., Klypin, A., et al. 2007, 657, 773, doi: [10.1086/508674](https://doi.org/10.1086/508674)
- Valluri, M., Merritt, D., & Emsellem, E. 2004, , 602, 66, doi: [10.1086/380896](https://doi.org/10.1086/380896)
- van de Sande, J., Bland-Hawthorn, J., Brough, S., et al. 2017, , 472, 1272, doi: [10.1093/mnras/stx1751](https://doi.org/10.1093/mnras/stx1751)
- van den Bosch, R. C. E. 2016, , 831, 134, doi: [10.3847/0004-637X/831/2/134](https://doi.org/10.3847/0004-637X/831/2/134)
- van den Bosch, R. C. E., & de Zeeuw, P. T. 2010, , 401, 1770, doi: [10.1111/j.1365-2966.2009.15832.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15832.x)
- van den Bosch, R. C. E., van de Ven, G., Verolme, E. K., Cappellari, M., & de Zeeuw, P. T. 2008, , 385, 647, doi: [10.1111/j.1365-2966.2008.12874.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.12874.x)
- van der Kruit, P. C., & Freeman, K. C. 2011, , 49, 301, doi: [10.1146/annurev-astro-083109-153241](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-083109-153241)
- Vanderriest, C. 1980, , 92, 858, doi: [10.1086/130764](https://doi.org/10.1086/130764)
- Vasiliev, E., & Athanassoula, E. 2015, , 450, 2842, doi: [10.1093/mnras/stv805](https://doi.org/10.1093/mnras/stv805)
- Vazdekis, A., Sánchez-Blázquez, P., Falcón-Barroso, J., et al. 2010, , 404, 1639, doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.16407.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16407.x)
- Verheijen, M. A. W. 2001, 563, 694, doi: [10.1086/323887](https://doi.org/10.1086/323887)
- Vogelsberger, M., Genel, S., Springel, V., et al. 2014, , 444, 1518, doi: [10.1093/mnras/stu1536](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1536)
- Vogt, N. P., Haynes, M. P., Herter, T., & Giovanelli, R. 2004, , 127, 3273, doi: [10.1086/420701](https://doi.org/10.1086/420701)
- Wake, D. A., Bundy, K., Diamond-Stanic, A. M., et al. 2017, , 154, 86, doi: [10.3847/1538-3881/aa7ecc](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa7ecc)
- Walcher, C. J., Wisotzki, L., Bekeraité, S., et al. 2014, 569, A1, doi: [10.1051/0004-6361/201424198](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424198)
- Weiner, B. J., Willmer, C. N. A., Faber, S. M., et al. 2006, 653, 1027, doi: [10.1086/508921](https://doi.org/10.1086/508921)
- Whipple, F. L. 1939, Proceedings of the National Academy of Science, 25, 118, doi: [10.1073/pnas.25.3.118](https://doi.org/10.1073/pnas.25.3.118)
- White, S. D. M., & Rees, M. J. 1978, , 183, 341, doi: [10.1093/mnras/183.3.341](https://doi.org/10.1093/mnras/183.3.341)
- Williams, M. J., Bureau, M., & Cappellari, M. 2009, , 400, 1665, doi: [10.1111/j.1365-2966.2009.15582.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15582.x)
- . 2010, , 409, 1330, doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.17406.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17406.x)
- Yan, R., Bundy, K., Law, D. R., et al. 2016a, , 152, 197, doi: [10.3847/0004-6256/152/6/197](https://doi.org/10.3847/0004-6256/152/6/197)

- Yan, R., Tremonti, C., Bershady, M. A., et al. 2016b, , 151, 8, doi: [10.3847/0004-6256/151/1/8](https://doi.org/10.3847/0004-6256/151/1/8)
- Young, P. 1980, , 242, 1232, doi: [10.1086/158553](https://doi.org/10.1086/158553)
- Zaritsky, D., Zabludoff, A. I., & Gonzalez, A. H. 2008, 682, 68, doi: [10.1086/529577](https://doi.org/10.1086/529577)
- . 2011, , 727, 116, doi: [10.1088/0004-637X/727/2/116](https://doi.org/10.1088/0004-637X/727/2/116)
- . 2012, , 748, 15, doi: [10.1088/0004-637X/748/1/15](https://doi.org/10.1088/0004-637X/748/1/15)
- Zavala, J., Avila-Reese, V., Hernández-Toledo, H., & Firmani, C. 2003a, , 412, 633, doi: [10.1051/0004-6361:20031135](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031135)
- . 2003b, , 412, 633, doi: [10.1051/0004-6361:20031135](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031135)
- Zhu, L., van den Bosch, R., van de Ven, G., et al. 2018a, 473, 3000, doi: [10.1093/mnras/stx2409](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2409)
- Zhu, L., van de Ven, G., Bosch, R. v. d., et al. 2018b, *Nature Astronomy*, 2, 233, doi: [10.1038/s41550-017-0348-1](https://doi.org/10.1038/s41550-017-0348-1)
- Zwicky, F. 1937, , 86, 217, doi: [10.1086/143864](https://doi.org/10.1086/143864)