

# Remociones de Cúmulos Globulares en Cúmulos de Galaxias

---

Felipe Ramos



Remociones de Cúmulos Globulares en Cúmulos de Galaxias por [Felipe Alberto Ramos Almendares](#) se distribuye bajo una [Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial-CompartirIgual 2.5 Argentina](#)



Universidad  
Nacional  
de Córdoba

Facultad de Matemáticas, Astronomía y Física, FaMAF  
Observatorio Astronómico de Córdoba  
Instituto de Astronomía Teórica y Experimental

# Remociones de Cúmulos Globulares en Cúmulos de Galaxias

Felipe Ramos

*Director* Dr. Mario Abadi

*Tribunal* Dr. Cinthia Ragone  
Observatorio Astronómico de Córdoba  
Universidad Nacional de Córdoba

Dr. Nelson Padilla  
Departamento de Astronomía y Astrofísica  
Pontificia Universidad Católica de Chile

Dr. Gian Luigi Granato  
Osservatorio Astronomico di Trieste  
Istituto Nazionale di Astrofisica

Diciembre, 2016

**Felipe Ramos**

*Remociones de Cúmulos Globulares en Cúmulos de Galaxias*

Astronomía, Diciembre, 2016

Reviewers: Dr. Cinthia Ragone , Dr. Nelson Padilla y Dr. Gian Luigi Granato

Director: Dr. Mario Abadi

**Universidad Nacional de Córdoba**

*Instituto de Astronomía Teórica y Experimental*

Observatorio Astronómico de Córdoba

Facultad de Matemáticas, Astronomía y Física, FaMAF

Av. Medina Allende s/n

Córdoba

“Estaba bien todo eso de la lógica pura y de cómo el Universo estaba gobernado por la lógica y la armonía de los números, pero el hecho concreto era que el Disco estaba claramente atravesando el espacio en la espalda de una tortuga gigante...”

**Terry Pratchett**

“Beause we are all just protons, neutrons, electrons that rest on a Sunday and work on a Monday”

**The Cat Empire**

“A la lid de la vida se apresta, de la Patria futura esperanza, juventud generosa y alegre...”

Dedicado a mis padres...

# Resumen

Los cúmulos de galaxias son los sistemas astronómicos en estado de equilibrio mas grandes del universo. Están compuestos por cientos o miles de galaxias que orbitan en el pozo de potencial creado por materia oscura y gas caliente con tamaños característicos del orden de uno o dos Mpc.

Estas regiones de altísima densidad numérica hacen que las diversas componentes estelares de una galaxia estén sometidas a lo largo de su existencia a una serie de efectos astrofísicos que modifican sus propiedades intrínsecas más importantes tales como su tasa de formación estelar, su morfología, su contenido gaseoso o su masa estelar.

El origen de estos procesos astrofísicos está ligado a las intensas interacciones y transformaciones mutuas que sufren las galaxias como consecuencia de la elevada densidad numérica de estos sistemas.

La remoción de masa, tanto bariónica como oscura, debido a las fuerzas de mareas es sin lugar a dudas uno de los efectos más notables a los que esta sujeta una galaxia a medida que orbita en un cúmulo. El impacto de este proceso no solo modifica dramáticamente a las galaxias individuales sino que al cúmulo mismo ya que el material removido pasa a formar parte del medio intracúmulo, modificando sus propiedades originales.

El sistema de cúmulos globulares es una de las componentes bariónicas mas extendidas de una galaxia, y por lo tanto son particularmente propensos a ser modificados por fuerzas de marea convirtiéndolos en objetos ideales para estudiar este tipo de interacciones.

En este trabajo de tesis se utiliza una simulación cosmológica de N-cuerpos en escala de un cúmulo de galaxias para estudiar las remociones de marea de las poblaciones azules y rojas de cúmulos globulares. En una primera parte, el estudio se centra en las galaxias y en cómo las remociones de marea afectan a sus poblaciones de cúmulos globulares. Para cuantificar la influencia de este efecto, se estima la fracción de cúmulos globulares que pueden perder las galaxias por la influencia de fuerzas de marea. La segunda parte de la tesis se centra en los cúmulos globulares que son removidos de sus galaxias, analizando su cinemática y su distribución espacial en el medio intracúmulo; este último punto es contrastado con los resultados observacionales existentes.

Los resultados obtenidos permiten confirmar que las fuerzas de marea son un mecanismo importante de remoción en los sistemas de cúmulos globulares de una galaxia, que afecta principalmente a la población azul. En promedio las galaxias pierden cerca de un 30 % y un 15 % de sus cúmulos globulares azules y rojos, respectivamente.

La masa total de cúmulos globulares removidos que pasa a formar parte del medio intracúmulo en la simulación estudiada es del orden de  $10^8 M_{\odot}$ . Esto implica que en un cúmulo de galaxias similar a Virgo se esperaría encontrar más de 1000 cúmulos globulares intracúmulo. Esto concuerda con los resultados observacionales, que muestran que el medio intracúmulo de algunos cúmulos de galaxias cercanos puede contener miles de cúmulos globulares no ligados a galaxias individuales.



# Agradecimientos

Mi mas profunda gratitud a Mario Abadi, mi director de tesis y Hernán Muriel, mi director de beca. Aceptaron dirigirme sin siquiera conocerme, estuvieron ahí en cada paso de la investigación para guiarme, y muchas veces me ayudaron mucho más allá de lo estrictamente académico. Muchas gracias por todo.

A los doctores Nelson Padilla, Cinthia Ragone y Gian Luigi Granato, gracias por aceptar ser parte del tribunal de tesis y por sus valiosos comentarios y correcciones.

Gracias a Valeria Coenda, por su orientación al momento de integrarme a este proyecto. Trabajar con Mario, Herán y Valeria ha sido una gran experiencia.

Quiero agradecer al CONICET por la beca otorgada, a la Universidad Nacional de Córdoba por aceptarme en el programa de doctorado y al envidiable sistema de educación pública gratuita de Argentina. Muchas gracias a esta gran nación que me acogió y se convirtió en mi segunda patria durante estos cinco años.

A mi colegio, el glorioso Seminario Conciliar de La Serena, en especial al padre Juan Bautista Picetti, ese soñador incansable que ha formado a generaciones de astrónomos, y de quien aprendí el amor por la física y la astronomía.

Gracias al OAC y al IATE, y a mis compañeros en esta institución, en especial a mi amigo y compañero de oficina Sebastián Gurovich.

A Marcelo Jaque, mi amigo chileno en esta aventura trasandina, y a su familia, Stephanie, Julieta, Josefa. Muchas gracias amigos.

Muchas gracias a mis amigos de Payamédicos Córdoba, por enseñarme a ver el mundo con otros ojos. Representan para mí todo lo bueno de Córdoba.

A la función distribución. Gracias por existir

Finalmente, quiero agradecer a mi familia, mi hermana Connie y mis padres, Luis e Idolia. Gracias por estar siempre. Lamentablemente, a pesar de la riqueza de nuestro idioma, no hay palabras que le hagan justicia a la infinita gratitud y amor que siento por ustedes. Pollo, me acuerdo que alguna vez me dijiste “gracias por creer en mi a veces incluso más que yo”. Siento exactamente lo mismo. Papá, mamá, de ustedes aprendí el valor del esfuerzo, a perseguir mis sueños, a volver a levantarme las veces que sea necesario, a perseverar en mis ideales. A ustedes les debo todo. Mis logros son sus logros.

# Índice general

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	Cúmulos de Galaxias . . . . .	1
1.1.1	Características generales . . . . .	1
1.1.2	Efectos ambientales . . . . .	6
1.2	Cúmulos globulares extragalácticos . . . . .	12
1.2.1	Función de Luminosidad . . . . .	13
1.2.2	Frecuencia Específica . . . . .	14
1.2.3	Bimodalidad en Color/Metalicidad . . . . .	15
1.3	Simulaciones cosmológicas de N-cuerpos . . . . .	17
1.3.1	Contexto cosmológico . . . . .	17
1.3.2	Simulaciones de N-cuerpos . . . . .	21
<b>2</b>	<b>Remociones de mareas de cúmulos globulares en un cúmulo de galaxias simulado</b>	<b>28</b>
2.1	Resumen . . . . .	28
2.2	Introducción . . . . .	29
2.3	Simulación numérica . . . . .	33
2.4	Población de cúmulos globulares . . . . .	34
2.5	Resultados . . . . .	39
2.5.1	Perfil de densidad de los cúmulos globulares . . . . .	39
2.5.2	Evolución de la fracción de cúmulos globulares . . . . .	42
2.5.3	Fracción de globulares y trayectoria orbital . . . . .	44
2.6	Conclusiones . . . . .	47
<b>3</b>	<b>Cúmulos globulares intracúmulo</b>	<b>50</b>

3.1	Resumen . . . . .	50
3.2	Introducción . . . . .	51
3.3	Métodos . . . . .	53
3.3.1	Selección de la muestra . . . . .	53
3.3.2	Masa de las partículas de cúmulos globulares . . . . .	54
3.4	Resultados . . . . .	55
3.5	Conclusiones . . . . .	62
<b>4</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>65</b>
<b>A</b>	<b>Selección de sistemas de cúmulos globulares</b>	<b>68</b>
A.1	Dinámica de sistemas no colisionales . . . . .	68
A.2	Técnica de selección . . . . .	70
	<b>Bibliografía</b>	<b>75</b>

# Introducción

En este capítulo se introducen los conceptos fundamentales para el desarrollo de esta tesis cuyo objetivo principal es el estudio de las remociones de cúmulos globulares debido a fuerzas de marea en galaxias que orbitan en torno al pozo de potencial de un cúmulo de galaxias mediante la utilización de una simulación numérica cosmológica. En la sección 1.1 se presenta una descripción general de los cúmulos de galaxias y cómo estos ambientes pueden afectar a las galaxias que los componen. En la sección 1.2 se hace una revisión de los principales resultados acerca de los sistemas de cúmulos globulares extragalácticos. Finalmente, en la sección 1.3 se presenta una descripción general de los fundamentos de las simulaciones numéricas cosmológicas, precedida de un breve resumen de conceptos de la cosmología moderna.

## 1.1 Cúmulos de Galaxias

### 1.1.1 Características generales

Los cúmulos de galaxias son estructuras ligadas gravitacionalmente que contienen cientos o miles de galaxias que orbitan alrededor de un pozo de potencial generado por grandes cantidades de materia oscura y gas caliente. Estos sistemas son las estructuras en equilibrio virial más grandes que existen en el Universo con masas típicas entre  $10^{14}$  y  $10^{15}M_{\odot}$  y tamaños del orden uno o dos Mpc. Las principales componentes de la masa de un cúmulo de galaxias son:

#### **Materia Oscura**

La mayor parte de la masa de un cúmulo de galaxias proviene de su halo de materia oscura. De hecho, como se describe en la sección 1.3.1, uno de los primeros indicios observacionales que permitió postular la existencia de este tipo de materia en el

universo provino justamente del estudio de cúmulos de galaxia. Zwicky (1933) midió los corrimientos al rojo de galaxias en 7 cúmulos, entre los cuales se encontraba el cúmulo de Coma, y les aplicó el teorema del virial, deduciendo que la masa total de los mismos debería ser varias veces la masa visible.

Otro método utilizado para estimar la masa de un cúmulo de galaxias es el uso de lentes gravitacionales ya que la masa de un cúmulo de galaxias es lo suficientemente grande como para distorsionar la trayectoria de la luz proveniente de galaxias que se encuentren detrás del cúmulo. Las lentes gravitacionales pueden ser de dos tipos: lentes fuertes (*strong lensing*) o lentes débiles (*weak lensing*). En el régimen de las lentes fuertes, la luz de una galaxia que se encuentre detrás del cúmulo es observada como un arco centrado en el cúmulo. Es posible medir la masa total del cúmulo encerrada por el arco (Tyson et al., 1998). Para que se produzca un arco gravitacional, la galaxia debe estar en una posición específica respecto al observador y el cúmulo. Este elemento fortuito impide que este método pueda ser utilizado de manera sistemática. El régimen de lentes débiles, requiere medir pequeñas elongaciones alineadas alrededor del cúmulo para una gran cantidad de galaxias. Este método permite estimar la masa del cúmulo en función del radio (Kaiser y Squires, 1993). La dificultad con las lentes débiles es que las observaciones son extremadamente delicadas, requieren detectar objetos con brillo superficial  $\mu > 28 \text{ mag arcsec}^{-2}$ . La ventaja del uso de lentes gravitacionales es que no requiere asumir información respecto de la dinámica del cúmulo. Las estimaciones de masas utilizando lentes gravitacionales permiten confirmar las gigantescas masas de los cúmulos de galaxias, y por lo mismo, la presencia de materia oscura. Se ha estimado que cerca de un 80% de la masa de un cúmulo corresponde a materia oscura y usualmente la razón masa-luminosidad de estos objetos es del orden de  $200 \pm 50 M_{\odot}/L_{B,\odot}$  (Popesso et al., 2007).

Como se verá en la sección 1.3.1, la materia oscura no emite radiación y solo interactúa con la materia ordinaria mediante gravitación, por lo que no puede ser observada directamente. Sin embargo, la materia oscura puede ser estudiada muy detalladamente desde el punto de vista teórico mediante la utilización de simulaciones numéricas

(ver 1.3.2). De este modo, se ha establecido que el perfil de densidad promediado en cascarones esféricos de los halos de materia oscura se ajusta bien a la forma universal del perfil propuesto por Navarro, Frenk y White (Navarro et al., 1995):

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_{NFW}^0}{(r/r_{NFW})(1 + r/r_{NFW})^2}, \quad (1.1)$$

donde los parámetros  $\rho_{NFW}^0$  y  $r_{NFW}$  son la densidad característica y la longitud de escala del halo de materia oscura, respectivamente.

## Gas caliente

La materia bariónica en un cúmulo de galaxias proviene en su mayor parte del gas caliente del medio intracúmulo con temperaturas del orden de  $10^7 - 10^8 K$ . A estas temperaturas, el gas se encuentra casi totalmente ionizado, por lo que emite principalmente mediante transiciones libre-libre consistentes en la aceleración de electrones libres por interacción con los núcleos atómicos. Esta radiación es conocida por el nombre de "Bremsstrahlung" (radiación de frenado) y emite principalmente en Rayos-X.

Aunque se habían encontrado con anterioridad fuentes de Rayos-X de origen extragaláctico, fueron Cavaliere et al. (1971) quienes asociaron estas emisiones con sistemas de galaxias utilizando datos del satélite UHURU (Giacconi et al., 1971). Misiones posteriores, como ROSAT (Truemper, 1982) y Chandra<sup>1</sup>, han permitido ampliar enormemente el conocimiento de las propiedades del gas intracúmulo. Por ejemplo, se ha establecido la existencia de gradientes de temperatura y metalicidad en el gas, mostrando que la temperatura aumenta y la metalicidad disminuye con la distancia al centro del cúmulo. Este gradiente de temperatura se explica porque la densidad del gas, y consecuentemente su emisión, disminuye con la distancia al centro del cúmulo. Esto implica que el tiempo de enfriamiento cerca del centro es menor que a radios mayores, donde la densidad y la emisión son más bajas.

<sup>1</sup>[http://asc.harvard.edu/cdo/about\\_chandra/](http://asc.harvard.edu/cdo/about_chandra/)

Las observaciones de la emisión del gas caliente en Rayos-X permiten estimar la masa del cúmulo. Asumiendo que el gas se encuentra en equilibrio hidrostático, se puede obtener la ecuación (Sarazin, 1986):

$$M(r) = -\frac{kT(r)r}{\mu m_p G} \left( \frac{d \ln \rho}{\ln r} + \frac{d \ln T}{\ln r} \right), \quad (1.2)$$

donde  $k = 1.38 \times 10^{-16} \text{erg/K}$  es la constante de Boltzmann,  $\mu$  es el peso molecular medio del gas  $m_p = 1.673 \times 10^{-24} \text{g}$  es la masa del protón y  $G = 4.301 \cdot 10^{-6} \text{Kpc} M_{\odot}^{-1} (\text{Km/s})^2$  es la constante de gravitación universal. Esta fórmula permite estimar la masa total  $M(r)$  del cúmulo dentro del radio  $r$  conociendo la temperatura  $T(r)$  y la densidad  $\rho(r)$  del gas mediante observaciones en Rayos-X.

La emisión en Rayos-X ha sido utilizada también para identificar cúmulos de galaxias. Diversos catálogos de cúmulos han sido construidos utilizando los relevamientos disponibles en estas longitudes de onda (Lahav et al., 1989; Ebeling et al., 1993; Böhringer et al., 2001; Böhringer et al., 2013).

La presencia de gas caliente en los cúmulos de galaxias también ha quedado en evidencia en las longitudes de microondas, mediante el efecto Sunyaev-Zeldovich (Sunyaev y Zeldovich, 1980). Los electrones del gas intracúmulo interactúan con los fotones de la radiación de fondo de microondas (CMB) por efecto Compton inverso, por lo que la presencia de un cúmulo provoca distorsiones identificables en el espectro de la radiación de fondo. La utilización del efecto Sunyaev-Zeldovich para identificar cúmulos de galaxias tiene la gran ventaja de que éste no depende de la distancia a la que se encuentra el cúmulo.

## Galaxias

La población de galaxias de cúmulos difiere en gran medida de la de las zonas de densidad media denominadas comunmente galaxias de campo. Al igual que en el campo, los cúmulos se pueblan de una variedad de tipos morfológicos que incluyen galaxias espirales, elípticas e irregulares. Sin embargo, trabajos pioneros (Hubble



y Humason, 1931) sobre las poblaciones de galaxias en cúmulos y campo mostraron que la proporción en la que se encuentran galaxias de cada tipo morfológico en un cúmulo difiere en comparación con su contraparte del campo. Mientras en el campo predominan las galaxias tardías, en los cúmulos son más frecuentes las galaxias tempranas. Sumado a esto, las galaxias de cúmulos tienden a ser más rojas, con menos contenido gaseoso y menos formación estelar que las galaxias de campo.

Los cúmulos son anfitriones de algunos tipos de galaxias que no se encuentran en el campo. Tal es el caso de las galaxias cD, enormes galaxias elípticas con masas típicas del orden de  $10^{13}M_{\odot}$  y magnitudes absolutas cercanas a  $M_v \approx -24$ . Estos objetos poseen un núcleo muy brillante rodeado de un halo extendido de bajo brillo superficial y se encuentran en los centros de los cúmulos.

Los otros objetos que pueden considerarse característicos de los cúmulos, se encuentran en el extremo opuesto en cuanto a masa y luminosidad, son las galaxias ultracompactas enanas (*Ultra Compact Dwarfs*, UCD), pequeños objetos con radios efectivos de  $10 - 20pc$  y con magnitudes absolutas típicas en la banda fotométrica B de  $M_B \approx -11$ .

Dressler (1980), encontró que dentro de un mismo cúmulo de galaxias existe una fuerte dependencia del tipo morfológico con la densidad local de galaxias. Este efecto, denominado usualmente como segregación morfológica, establece que la fracción de galaxias tardías disminuye con la densidad local, mientras que ocurre lo contrario con las galaxias lenticulares y elípticas, que predominan en las regiones más densas del cúmulo. Estos resultados también han sido interpretados en función de parámetros globales en lugar de locales; (Whitmore et al., 1993) mostraron que la morfología correlaciona fuertemente también con la distancia al centro del cúmulo en lugar de la densidad local. Independiente de que la morfología de las galaxias de cúmulos responda a características locales (densidad) o a parámetros globales del cúmulo (radio), es claro que las galaxias de distinto tipo morfológicos no están distribuidas al azar dentro de un cúmulo.

Hay dos hipótesis que usualmente se han asumido para explicar la segregación morfológica. Se puede considerar que ésta es de origen primordial, es decir, las galaxias de tipo temprano tienden a formarse con mayor facilidad en ambientes densos. Alternativamente, se puede asumir que la segregación morfológica tiene un origen evolutivo, lo que significa que mediante diversos procesos astrofísicos las galaxias pueden cambiar su tipo morfológico. En la subsección siguiente se presentan algunos de estos procesos.

### 1.1.2 Efectos ambientales

Los cúmulos de galaxias son ambientes extremos en los que la densidad de materia puede ser del orden de cientos de veces la del promedio del universo y la dispersión de velocidades de las galaxias que los componen puede alcanzar 1000 Km/s. Las galaxias que pertenecen a este medio hostil pueden presentar diferencias respecto a su contraparte de campo debido a diversos efectos:

#### ***Ram Pressure Stripping y Estrangulación***<sup>2</sup>

Todo objeto que se mueva dentro de un fluido experimenta una presión en el plano perpendicular a la dirección de su movimiento, llamada en inglés *ram pressure*. En el caso de una galaxia moviéndose en el medio intracúmulo, si esta presión es suficientemente fuerte, puede remover el gas asociado a la galaxia. Este fenómeno es conocido como *ram pressure stripping* (Gunn y Gott, 1972). La magnitud de la *ram pressure* es proporcional a la densidad del gas del medio intracúmulo  $\rho$  y al cuadrado de la velocidad de la galaxia ( $P_{ram} = \rho v_{gal}^2$ ).

Este efecto puede ser en parte responsable de que en los cúmulos las galaxias ricas en gas y formación estelar sean escasas, sin embargo, no puede considerarse la única explicación plausible, ya que este efecto no remueve la totalidad del gas de las galaxias. Utilizando simulaciones hidrodinámicas, (Abadi et al., 1999) mostraron que

---

<sup>2</sup>A falta de una traducción certera, se utilizará el término en inglés, siendo éste de amplia difusión en la jerga astronómica en español

incluso una galaxia espiral que pase a través de la región central de un cúmulo, logra conservar un 20 % de su gas.

Aún cuando las galaxias que orbitan un cúmulo puedan conservar parte de su gas, su formación estelar tiene fecha de caducidad debido a que el gran reservorio de combustible para la formación estelar de una galaxia, que es su halo extendido de gas caliente que la rodea, está poco ligado gravitacionalmente, por lo que es removido fácilmente cuando se trata de galaxias en cúmulos, ya sea por *ram pressure stripping* o por fuerzas de marea. Por este motivo, la formación estelar disminuye paulatinamente hasta que la galaxia queda desprovista de gas. Este efecto se denomina “Estrangulación” y ha permitido establecer la hipótesis de que las galaxias de tipo S0 presentes en sistemas de galaxias pueden tener su origen en galaxias disco que perdieron su envoltura gaseosa y consumieron el gas restante por formación estelar (Larson et al., 1980).

### **Canibalismo y Acoso Galáctico**

La alta densidad numérica de galaxias en los cúmulos favorece los encuentros entre pares de galaxias, sin embargo, la alta velocidad relativa en estos encuentros impide que las galaxias terminen fusionándose. Existe una excepción importante, una galaxia moviéndose en un cúmulo disminuirá paulatinamente su velocidad y su órbita decaerá lentamente hacia el centro del cúmulo debido a fricción dinámica (Chandrasekhar, 1943).

Si el tiempo de decaimiento de la órbita de una galaxia es suficientemente corto (lo que efectivamente ocurre cuando la masa de la galaxia representa una fracción suficientemente grande de la masa total del cúmulo), ésta terminará fusionándose con la galaxia central. Este efecto es conocido como canibalismo galáctico, y podría contribuir a la formación de las gigantes galaxias cD (Hausman y Ostriker, 1978).

Aunque los encuentros a alta velocidad que ocurren entre galaxias pertenecientes a cúmulos rara vez provocan fusiones, la suma de estas interacciones puede modificar

considerablemente la estructura interna de las galaxias. Dado que la velocidad relativa de las galaxias es mucho mayor que la dispersión de velocidades interna de cada una, se puede considerar que estos encuentros a alta velocidad solo modifican la energía cinética interna de las galaxias, sin alterar las posiciones de las estrellas (aproximación por impulsos) (Binney y Tremaine, 1987).

Se puede suponer una galaxia inicialmente virializada con energías total y cinética  $E$  y  $K$  respectivamente (con  $E = -K$ ). Si durante un encuentro a alta velocidad con otra galaxia su energía cinética aumenta una cantidad  $\Delta E$ , el sistema saldrá del equilibrio virial, con  $K' = K + \Delta E$  y  $E' = E + \Delta E$ . Cuando la galaxia alcance nuevamente el equilibrio virial, se tendrá  $K = -(E + \Delta E)$ , por lo que la consecuencia final del encuentro es una disminución de la energía cinética <sup>3</sup> y un aumento en la energía potencial, implicando una expansión del sistema. Debido a esto, el material galáctico queda menos ligado, siendo más proclive a ser removido. Al efecto acumulativo de estos encuentros se le denomina acoso galáctico (*Galaxy Harassment*, Moore et al. (1996)).

Las simulaciones numéricas de galaxias elípticas en cúmulos han mostrado que el acoso galáctico puede provocar una pérdida considerable de masa pero que el perfil de brillo superficial del objeto final sigue siendo ajustado correctamente por una función  $r^{1/4}$  (Aguilar y S. D. M. White, 1986). En cambio, los estudios teóricos en galaxias tardías han mostrado que el acoso puede destruir completamente los discos de las galaxias Sc y Sd; en estos casos no solo hay pérdida de masa, sino que además las estrellas que permanecen ligadas se reagrupan formando un esferoide (Moore et al., 1996; Moore et al., 1998). De este modo, la gran fracción de enanas elípticas que se observa en los cúmulos en comparación con el campo, podría ser interpretada en forma evolutiva ya que al menos una parte de estas galaxias podría ser un remanente de antiguas galaxias espirales. Esta interpretación evolutiva coincide con el llamado “efecto Butcher-Oelmer” (Butcher y Oelmer, 1984), que establece que en cúmulos a *redshift* medio, la fracción de galaxias con formación estelar es mayor que en cúmulos a *redshift*  $z = 0$ .

---

<sup>3</sup>Esta es la razón por la que se dice que los sistemas autogravitantes poseen una “capacidad calorica negativa”: al inyectarles energía, su energía cinética disminuye (se vuelven más fríos)

## Remociones de Marea

Los efectos gravitatorios a los que están expuestas las galaxias ligadas a un cúmulo no se limitan solamente a encuentros con otras galaxias. La interacción de una galaxia con el gigantesco potencial central del cúmulo que orbita puede remover una fracción importante de su masa debido a fuerzas de marea.

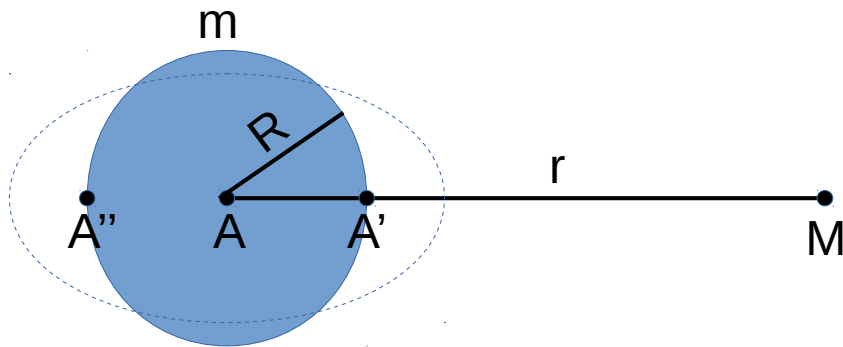
En la figura 1.1  $A$  representa una galaxia de masa  $m$  orbitando una masa puntual  $M$ , con  $m \ll M$ . La fuerza  $\mathbf{F}_{A'}$  ejercida por el potencial del cúmulo sobre el punto  $A'$  es mayor que la fuerza  $\mathbf{F}_A$  sobre el centro de  $A$ , que a su vez es mayor que la fuerza  $\mathbf{F}_{A''}$  ejercida sobre  $A''$  ( $r - R < r < r + R$ ). Aquellas porciones de masa  $\delta m$  para las que la diferencia de fuerzas  $\Delta\mathbf{F} = \mathbf{F}_{A'} - \mathbf{F}_A$  sea mayor que la fuerza de autoligadura, serán removidas de la galaxia. Asumiendo que la órbita de la galaxia es circular y teniendo en cuenta la fuerza centrífuga, las fuerzas de marea limitarán el tamaño de la galaxia a un radio dado por  $r = (m/3M)^{1/3}R$  (Binney y Tremaine, 1987), conocido como “radio de Jacobi” o “radio de Roche”. Alternativamente, se puede interpretar este resultado en función de la densidad ya que el potencial central del cúmulo removerá materia de las capas más externas de una galaxia hasta que la densidad promedio de ésta sea 3 veces la densidad promedio del cúmulo dentro del radio  $R^4$ .

La componente más extendida de una galaxia es su halo de materia oscura, por lo que es la primera en ser removida y actúa como una envoltura protectora de las componentes bariónicas frente a las remociones de marea. Las simulaciones numéricas han mostrado que las estrellas de una galaxia solo comienzan a ser removidas considerablemente por fuerzas de marea cuando el halo de materia oscura ha perdido el 80 % de su masa original (Smith et al., 2013; Smith et al., 2016).

Las remociones de marea modifican dramáticamente las propiedades de las galaxias. Se ha postulado a este efecto como una posible explicación para el origen de las misteriosas galaxias ultracompactas enanas, pequeños sistemas estelares que, como ya se ha señalado, solo han sido descubiertos en las regiones centrales de cúmulos

---

<sup>4</sup>Se debe tener en cuenta que estos resultados son solo una aproximación, las órbitas de las galaxias dentro de un cúmulo rara vez pueden considerarse circulares, y no es posible generalizar el radio de Jacobi para estas órbitas



**Fig. 1.1.:** La fuerza gravitatoria que ejerce  $M$  sobre una partícula en  $A'$  es mayor que la que ejerce sobre  $A$ . Si la diferencia entre estas fuerzas es mayor que aquella que mantiene a la partícula  $A'$  ligada al objeto de masa  $m$ , ésta será removida del objeto.

de galaxias (Drinkwater et al., 2003). De acuerdo a esta hipótesis, las galaxias ultracompactas enanas serían los núcleos remanentes de galaxias enanas que perdieron sus capas más externas por fuerzas de marea (Bekki et al., 2003). Es más, una de las teorías de formación de las galaxias enanas elípticas  $dE$  y enanas esferoidales  $dSph$  ha propuesto que estas podrían ser originadas a partir de galaxias disco a través de acoso galáctico y remociones de marea (Mastropietro et al., 2005). Esta hipótesis ha sido respaldada por evidencia observacional que ha mostrado que existe una dependencia de la densidad numérica de estos objetos con el entorno (Ferguson y Sandage, 1991) y por el descubrimiento de estructuras espirales y barras en algunas  $dE$  de cúmulos cercanos (Jerjen et al., 2000; Graham et al., 2003; De Rijcke et al., 2001).

Dado que la intensidad de este efecto depende de la posición que ocupe la galaxia respecto al centro del cúmulo, las remociones de marea son altamente sensibles a la

historia orbital de cada galaxia (Mastropietro et al., 2005; Smith et al., 2013; Bekki y Yahagi, 2006).

Las partículas removidas trazan durante un lapso de tiempo la órbita de la galaxia a la que pertenecieron, pero más retrasadas o adelantadas que estas. Se forman así estructuras alargadas conocidas como corrientes (*streams*), que son disueltas en un tiempo relativamente corto por mecanismos de relajación (Helmi y S. D. M. White, 1999).

El material liberado de las galaxias debido a los efectos mencionados queda ligado al potencial central. Debido a la factibilidad de ser detectada con observaciones, resulta particularmente interesante el estudio de la componente estelar que es removida de las galaxias y pasa a enriquecer el medio intracúmulo. La luz de estas estrellas es observada en los cúmulos como una luz difusa, denominada "luz intracúmulo". La presencia de esta luz fue planteada por primera vez por Zwicky (1951), y desde entonces diversos estudios han confirmado su existencia en los cúmulos más cercanos (Feldmeier et al., 2002; Gregg y West, 1998; Mihos et al., 2005).

Las propiedades de la luz intracúmulo entregan información importante acerca del estado dinámico del cúmulo. Por ejemplo, en un cúmulo dinámicamente joven que posea subestructuras en la distribución de galaxias, la morfología de la luz intracúmulo dejará en evidencia estas subestructuras. La morfología de la luz intracúmulo depende también de la historia dinámica del cúmulo, si la mayor parte de la luz intracúmulo se forma en épocas tempranas, las corrientes estelares formadas durante la remoción habrán tenido tiempo suficiente para mezclarse en fase, por lo que se observará una distribución suave. Por el contrario, si el material fue removido recientemente, la morfología de la luz intracúmulo estará dominada por dichas corrientes estelares.

En el caso particular del cúmulo de Virgo, la luz intracúmulo presenta subestructuras que trazan los subsistemas Virgo A y Virgo B, además de algunas corrientes estelares principalmente cerca de las galaxias más brillantes de los subsistemas (Mihos et al., 2005).

La luz intracúmulo posee un brillo superficial extremadamente bajo. Por ejemplo, las observaciones que realizaron Mihos et al. (2005) de la luz difusa en la región central del cúmulo de Virgo requirieron alcanzar un brillo superficial  $\mu_V = 28.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$ . Esto dificulta enormemente las observaciones; sin embargo existen alternativas para el estudio del material removido de las galaxias. Una de las componentes bariónicas más extendidas de una galaxia es su población de cúmulos globulares. Por esto, son más propensos a ser removidos de la galaxia por el potencial central. Además estos objetos, al ser altamente compactos y brillantes, pueden ser identificados individualmente dentro del medio intracúmulo, convirtiéndolos en candidatos ideales para estudiar las remociones de marea.

## 1.2 Cúmulos globulares extragalácticos

Los cúmulos globulares son sistemas estelares compactos de apariencia esférica con masas estelares entre  $10^4 M_\odot$  y  $10^6 M_\odot$ , magnitudes absolutas en la banda fotométrica V,  $M_V$ , entre -5 y -10 y radios a mitad de luz de unos pocos parsecs. Estos objetos se encuentran entre los más antiguos del universo ya que típicamente están formados por estrellas de población II con edades cercanas a 10 Gyr.

Los cúmulos globulares más estudiados son aquellos que pertenecen al sistema de cúmulos globulares de la Vía Láctea. Este sistema está formado por unos 150 objetos, cuya distribución es aproximadamente esférica con respecto al centro galáctico, y una densidad numérica  $\rho$  descrita por una ley de potencias,  $\rho \sim r^{-n}$ , donde  $r$  es la distancia al centro de la galaxia y  $n \sim 2.5$  (Harris, 1976). Los sistemas de globulares de algunas galaxias cercanas como M31 (Huchra et al., 1991; Huxor et al., 2014), M33 (Fan y de Grijs, 2014) y las nubes de Magallanes (Corsi et al., 1994) también se encuentran bien documentados. En particular, el de Andrómeda (M31), nuestra galaxia vecina más cercana está compuesto por  $\sim 500$  globulares con un perfil de densidad numérica descrito por una ley de potencias con pendiente  $-2.8$ .

Algunas de las primeras identificaciones de cúmulos globulares fuera del Grupo Local fueron las realizadas por Hanes (1977) en galaxias del cúmulo de Virgo y Dawe



y Dickens (1976) en galaxias del cúmulo de Fornax, pero fue el trabajo de Harris (1991) el que marcó el inicio del estudio sistemático de los sistemas de cúmulos globulares extragalácticos. A continuación se presenta un resumen de las propiedades de los sistemas de cúmulos globulares.

### 1.2.1 Función de Luminosidad

Para una galaxia en particular, su función de luminosidad de cúmulos globulares (*GCLF*, por sus siglas en inglés),  $\phi(M)$ , se define como el número de cúmulos globulares por intervalo de magnitud. Esta función ha permitido tener una idea del espectro de masa de globulares, que depende tanto de la función inicial de masa de globulares como de los efectos dinámicos que actúan sobre estos, como la remoción de estrellas debido a fuerzas de marea producida por el potencial de la galaxia.

Mediciones en diversas galaxias han indicado que la función de luminosidad de globulares,  $\phi(M)$  puede ser descrita empíricamente por una distribución gaussiana (Harris, 1991):

$$\phi(M)dM = Ae^{-(M-M_0)^2/2\sigma^2} dM, \quad (1.3)$$

donde  $A$  es un factor de normalización que depende del número total de globulares,  $M_0$  es la magnitud absoluta media de la distribución y  $\sigma$  corresponde a la dispersión. Se debe notar que esta distribución gaussiana en magnitudes absolutas implica una distribución de tipo log-normal en la luminosidad (y en la masa, si se asume una razón masa luminosidad constante).

Aunque se ha comprobado que la forma de  $\phi(M)$  no es perfectamente gaussiana, esta aproximación permite comparar sistemas de cúmulos globulares de distintas galaxias utilizando solo dos parámetros. Cuando este es el caso, se escribe la *GCLF* en función de la magnitud absoluta promedio y su dispersión ( $M_{0,V}$  y  $\sigma_V$ , por ejemplo). Para galaxias elípticas, se ha encontrado  $M_{0,V} \sim -7.4$  y  $\sigma_V \sim 1.4$ . En las galaxias espirales se ha observado un valor similar de  $M_{0,V}$  pero con una dispersión menor,  $\sigma_V \sim 1.2$  (Brodie y Strader, 2006). Este valor representativo de  $M_V$  corresponde a una masa de  $\sim 2 \times 10^5 M_\odot$ .

Se ha sugerido que solamente la mitad más luminosa de la función de luminosidad de cúmulos globulares representa el espectro inicial de masas de globulares. La mitad más tenue se formaría como producto de los efectos dinámicos que remueven material estelar de los globulares debido a la interacción con el potencial de la galaxia (Fall y Zhang, 2001).

## 1.2.2 Frecuencia Específica

Un parámetro frecuentemente utilizado como medida de la riqueza de globulares en una galaxia es la frecuencia específica  $S_N$ . Propuesta por Harris y van den Bergh (1981), la frecuencia específica está definida como el número total de globulares  $N_{GC}$  normalizado a la luminosidad de la galaxia:  $S_N = N_{GC} \times 10^{0.4(M_V+15)}$ . Debido a las dificultades observacionales para realizar conteos en el ala más tenue de la función de luminosidad de cúmulos globulares, es usual calcular  $N_{GC}$  multiplicando por un factor 2 el número de globulares con magnitud menor a  $M_0$ . En general, las galaxias elípticas tienen  $S_N \sim 3$  mientras las galaxias espirales tienen  $S_N \sim 1$ . Esta diferencia fue utilizada para rebatir la idea de que las galaxias elípticas se pueden formar a partir de la fusión de dos galaxias disco. En principio, en este escenario el resultado de esta fusión debiera ser una galaxia cuya  $S_N$  sea similar al de sus progenitoras (van den Bergh, 1982). Sin embargo se ha argumentado que este exceso de globulares en las galaxias elípticas puede formarse durante el proceso de fusión (Ashman y Zepf, 1992).

La frecuencia específica,  $S_N$ , es una función compleja de la luminosidad. Por ejemplo, para una muestra de galaxias tempranas del cúmulo de Virgo, Peng et al. (2008) determinaron que para galaxias de luminosidad intermedia ( $-22 < M_V < -18$ ), la frecuencia específica tiene un valor más o menos uniforme ( $S_N \sim 1.5$ ), en cambio las galaxias más luminosas tienen valores de  $S_N$  entre 2 y 5. En el extremo más débil ( $M_V > -18$ ), las galaxias muestran un amplio rango de valores de  $S_N$ .

El ambiente en que se encuentra la galaxia también influye en el valor de su frecuencia específica de cúmulos globulares  $S_N$ . Como se verá en la sección 2.2, en galaxias pertenecientes a cúmulos de galaxias, la frecuencia específica correlaciona con la

distancia al centro del cúmulo (Coenda et al., 2009). Este resultado se ha interpretado como evidencia de la pérdida de globulares por parte de las galaxias debido a las fuerzas de marea provocadas por el pozo de potencial del cúmulo.

Es necesario tener en cuenta que comparar frecuencias específicas de galaxias distintas solo tiene sentido si la razón masa estelar luminosidad ( $M_*/L$ ) de las galaxias es similar. Por este motivo, algunos autores han introducido el parámetro  $T$  que corresponde al número de globulares normalizado a la masa estelar de la galaxia en unidades de  $10^8 M_\odot$  (Zepf y Ashman, 1993; Peng et al., 2008). La masa estelar puede estimarse utilizando mediciones en la banda fotométrica K (Olsen et al., 2004). Cuando no es posible estimar la masa estelar, normalmente se asignan valores fijos de  $M_*/L$  a cada tipo morfológico para transformar de  $S_N$  a  $T$ .

### 1.2.3 Bimodalidad en Color/Metalicidad

Una de las características observacionales más importantes de los sistemas de cúmulos globulares es que estos tienen una distribución de colores bimodal. Esta propiedad fue planteada en principio para los sistemas de globulares de algunas galaxias elípticas (Zepf y Ashman, 1993; Ostrov et al., 1993); pero se trata de una característica presente en la mayoría de las galaxias independientemente de su tipo morfológico (Rhode et al., 2007; Strader et al., 2006; Peng et al., 2006). Aunque varían de galaxia en galaxia, los máximos en la distribución de colores para galaxias tipo temprano se dan en general para  $V - I \sim 0.95 \pm 0.02$  (globulares azules) y  $V - I \sim 1.18 \pm 0.04$  (globulares rojos) (Larsen et al., 2001).

Se ha comprobado con observaciones espectroscópicas que esta bimodalidad en la distribución de colores corresponde a una bimodalidad en la distribución de metalicidades de los cúmulos globulares. Los máximos antes mencionados corresponden, en metalicidad, a  $[Fe/H] \sim -1.5$  para los cúmulos globulares azules y  $[Fe/H] \sim -0.5$  para los rojos (Brodie y Strader, 2006). Se tiene entonces una población de globulares roja, rica en metales y otra azul, pobre en metales.

Diversos modelos se han sugerido para explicar la bimodalidad en color y/o metalicidad de los sistemas de cúmulos globulares. Antes incluso de que esta bimodalidad fuera detectada, Ashman y Zepf (1992) construyeron un modelo en el que, en un escenario de formación de galaxias elípticas a través de una fusión mayor de dos galaxias disco, se forman cúmulos globulares en el proceso. Así, la población de globulares de una galaxia elíptica estaría formada por una población de cúmulos globulares pobres en metales heredados de las galaxias disco progenitoras y una población más rica en metales formada durante la fusión.

Cuando se analizó en detalle la distribución de colores de los globulares para este modelo, se encontró que estos no son consistentes con las observaciones. Forbes et al. (1997) propusieron un modelo en el que los globulares pobres en metales se forman al comienzo de la formación de la galaxia, luego se frena la formación de globulares para ser reactivada después de algunos gigaaños, etapa durante la cual se forman los cúmulos globulares ricos en metales.

Otro escenario planteado para explicar la bimodalidad es el propuesto por Côté et al. (1998). En él, son los globulares ricos en metales los que originalmente se forman en la galaxia, mientras que los globulares azules son adquiridos mediante la acreción de galaxias más pequeñas. Esto se debe a que la metalicidad promedio de los sistemas de cúmulos globulares correlaciona con la masa de la galaxia, por lo que se espera que, efectivamente, las galaxias acretadas aporten globulares más pobres en metales.

Las poblaciones azul y roja de cúmulos globulares presentan diferencias en su distribución espacial. Al ajustar leyes de potencia al perfil de densidad numérica proyectada de globulares respecto al centro de la galaxia, se ha observado que los globulares azules poseen pendientes menos negativas (distribución espacial más extendida) que los globulares rojos, más concentrados hacia el centro de la galaxia (Bassino et al., 2006; Coenda et al., 2009). Utilizando una muestra de 13 galaxias del cúmulo de Virgo, Coenda et al. (2009) encontraron que las pendientes de las leyes de potencias ajustadas a los perfiles de densidad proyectada de globulares rojos y azules son  $\alpha = -2.4 \pm 0.2$  y  $\alpha = -1.7 \pm 0.1$ , respectivamente (ver 2.2)

Otra propiedad en la que se diferencian las dos poblaciones de globulares es en su dispersión de velocidades. Son pocas las galaxias elípticas en las que se ha medido una cantidad suficientemente grande de velocidades de globulares como para comparar ambas poblaciones. Sin embargo estas han mostrado sistemáticamente que la dispersión de velocidades de los sistemas de globulares rojos es menor que la de su contraparte azul. Richtler et al. (2004) analizaron una muestra de 468 globulares con sus respectivas velocidades en NGC1399, la galaxia central del cúmulo de Fornax. Estos autores encontraron que la dispersión de velocidades de las poblaciones roja y azul de globulares es, respectivamente,  $\sigma \sim 255 \text{ km/s}$  y  $\sigma \sim 290 \text{ km/s}$ .

Se puede concluir entonces que los sistemas de cúmulos globulares de las galaxias por lo general presentan dos poblaciones: por un lado una población roja, más rica en metales, con una distribución espacial más concentrada hacia el centro de la galaxia y con una dispersión de velocidades menor, y por otro lado una población azul, más pobre en metales, con una distribución espacial más extendida y una dispersión de velocidades mayor. Esta última población, como se verá en el capítulo 2, es más propensa a ser removida de la galaxia debido a fuerzas de marea.

## 1.3 Simulaciones cosmológicas de N-cuerpos

### 1.3.1 Contexto cosmológico

La cosmología moderna está basada en la teoría de la relatividad general (Einstein, 1915), según la cual la distribución de materia en el universo determina la estructura espacio-temporal del mismo. Se asume, además, que se cumple el llamado principio cosmológico, hipótesis que sostiene que el universo a gran escala ( $> 100 Mpc$ ) puede ser considerado homogéneo e isotrópico.

El descubrimiento de la radiación de fondo de microondas por Penzias y Wilson (1965), y el posterior estudio en detalle de esta radiación a través de misiones espaciales como COBE (Smoot et al., 1992), WMAP (Bennett et al., 2003) y Planck

(Tauber et al., 2010) han indicado que el principio cosmológico puede ser considerado una hipótesis razonable.

La métrica del espacio-tiempo que satisface homogeneidad e isotropía es conocida como métrica de Robertson-Walker:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right], \quad (1.4)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz,  $(r, \theta, \phi)$  son las coordenadas comóviles esféricas,  $K$  es una constante (que puede tomar valores -1, 0 y 1 para un universo abierto, plano, o cerrado, respectivamente) y  $a(t)$  es el factor de escala dependiente del tiempo que relaciona las distancias comóviles  $\chi$  con las distancias físicas reales (propias). Si un observador se encuentra en  $r = 0$  y otro en  $(r_1, \theta, \phi)$ , la distancia propia que los separa es:

$$l = a(t)\chi, \text{ con } \chi = \int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - Kr^2}}. \quad (1.5)$$

La tasa de cambio,  $H(t)$ , de la distancia propia  $l$  entre dos observadores fundamentales en un tiempo  $t$ , en unidades de  $l$  se puede escribir  $dl/dt = H(t)l$  donde  $H(t)$  se denomina “parámetro de Hubble”. En función del factor de escala se puede escribir:

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad (1.6)$$

El valor de este parámetro en el presente  $H_0 = H(t = t_0)$  donde  $t_0 = 13.8 \text{Gyr}$  es la edad del universo se conoce como constante de Hubble. En un artículo fundamental para el desarrollo de la astronomía moderna, Hubble (1929) demostró observacionalmente que las galaxias distantes parecen alejarse a una velocidad  $v$  proporcional a la distancia a la que se encuentran ( $v = H_0 r$ ). Este resultado fue la primera evidencia observacional de que el universo se está expandiendo.

Es usual expresar la constante de Hubble en unidades adimensionales:

$$h = \frac{H_0}{100 \text{Kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}} \quad (1.7)$$

El desplazamiento hacia el rojo (*redshift*<sup>5</sup>) en las líneas espectrales de una fuente astrofísica producido por la expansión del universo, definido por  $z = (\lambda_0 - \lambda_e) / \lambda_e$  (donde  $\lambda_e$  corresponde a la longitud de onda emitida y  $\lambda_0$  es la longitud de onda observada) está relacionado con el factor de escala  $a$  mediante la siguiente ecuación:

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_e)} \quad (1.8)$$

Donde  $t_0$  es el tiempo en el que fue recibida la señal y  $t_e$  es el tiempo en el que fue emitida.

Las leyes de campo de Einstein combinadas con el principio cosmológico, permiten deducir la ecuación de Friedman:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H^2(t) = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{Kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}$$

En la que  $\rho$  es densidad de energía del universo,  $G = 4.301 \cdot 10^{-6} KpcM_{\odot}^{-1}(Km/s)^2$  es la constante de gravitación universal y  $\Lambda$  es la constante cosmológica; el término ligado a esta constante puede ser considerado como una energía con densidad  $\rho_{\Lambda} = \Lambda c^2 / 8\pi G$  y presión negativa  $P_{\Lambda} = -\rho_{\Lambda} c^2$ . La densidad que debe tener un universo sin constante cosmológica ( $\Lambda = 0$ ) para que sea plano ( $K = 0$ ) se denomina usualmente densidad crítica:

$$\rho_{crit}(t) = \frac{3H^2(t)}{8\pi G} \quad (1.9)$$

Es usual expresar la densidad de cada componente del universo en función de  $\rho_{crit}$ , así se define el parámetro de densidad  $\Omega_m = \rho_m / \rho_{crit}$  para la materia, y  $\Omega_{\Lambda} = \rho_{\Lambda} / \rho_{crit}$  para la energía oscura.

Diversa evidencia observacional ha llevado a plantear la hipótesis de que en el universo hay mucha más materia que la asociable a la masa luminosa. A escalas galácticas se ha observado que las curvas de rotación de las galaxias disco son relativamente planas a partir de cierto radio. Esta característica es incompatible con

<sup>5</sup>En adelante se utilizará el término en inglés

la idea de un disco de estrellas autogravitante, ya que de ser ese el caso, la curva de rotación deberá decaer. En los cúmulos de galaxias, se ha observado que la masa deducida de la dispersión de velocidades de las galaxias que orbitan el pozo de potencial del cúmulo es mucho mayor que la suma de las masas asociadas a las galaxias (Zwicky, 1933). En ambos casos, estas discrepancias se pueden explicar por la presencia de una componente de materia no observable denominada “materia oscura”, que correspondería a más del 80 % de la materia del universo.

La naturaleza de la materia oscura es aún un misterio, sin embargo, la teoría más exitosa es que se trata de partículas que solo interactúan a través de gravedad y de interacciones nucleares débiles, denominadas WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*).

El modelo cosmológico más aceptado en la actualidad es el llamado  $\Lambda$ CDM (*Lambda Cold Dark Matter* por su sigla en inglés), que corresponde a un modelo dominado por materia oscura fría y constante cosmológica.

Se ha señalado que el universo puede ser considerado homogéneo e isotrópico en escalas superiores a  $\sim 100Mpc$ . En escalas más pequeñas, en cambio, se observa que la distribución de materia forma diversas estructuras, como filamentos, cúmulos y supercúmulos de galaxias. Las galaxias mismas son evidentes apartamientos de la homogeneidad.

El Fondo Cósmico de Microondas (*CMB*, por sus siglas en inglés) da una visión del universo cuando este era muy joven, denso y altamente ionizado. El estudio detallado de esta radiación ha permitido establecer que, aunque homogénea a primer orden, presenta pequeñas fluctuaciones relativas de temperatura, del orden de  $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ . Son estas perturbaciones en el universo temprano las que, por efectos gravitatorios, han crecido hasta convertirse en las estructuras que hoy se observan.

La evolución de estas perturbaciones cuando estas son aún pequeñas (épocas muy tempranas) puede describirse usando la teoría lineal de perturbaciones. En este



régimen la materia en el universo se trata como un fluido no colisional autogravitante.

En perturbaciones isentrópicas se tiene:

$$\frac{d^2\delta}{dt^2} + 2\frac{\dot{a}}{a}\frac{d\delta}{dt} = 4\pi G\bar{\rho}\delta, \quad (1.10)$$

donde  $\delta$  es el contraste de densidad ( $\rho$ ) de la perturbación ( $\rho = \bar{\rho}[1 + \delta]$ ) y  $\bar{\rho}$  es la densidad media del universo. Para un universo plano, sin constante cosmológica, con  $\Omega_m = 1$  (Universo Einstein-de Sitter), la solución general es la combinación de un modo creciente y un modo decreciente, donde  $\delta_+ \propto t^{2/3}$  y  $\delta_- \propto t^{-1}$  respectivamente.

Existen extensiones de la teoría lineal que pueden ser aplicadas al régimen no lineal. Zel'dovich (1970) planteó una aproximación en la que sigue las trayectorias de partículas que representan elementos de fluido. Sin embargo, esta aproximación es válida solo hasta el momento del cruce de las trayectorias de estas partículas (*shell-crossing*)

### 1.3.2 Simulaciones de N-cuerpos

Las galaxias y las estructuras que estas forman son sistemas que muestran en el presente contrastes de densidad  $\delta \sim 1000$ . Es por ello que para estudiar su formación y evolución es imprescindible poder resolver el crecimiento de las perturbaciones en etapas altamente no lineales. Las teorías lineales o cuasilineales, como la aproximación de Zel'dovich (1970), son insuficientes para obtener una descripción correcta de estos procesos.

Si bien la física que rige el colapso gravitacional es relativamente sencilla, solo la ley de Newton, la evolución del campo de densidades en el universo es un problema complejo de tratar analíticamente. Solo es posible construir modelos analíticos cuando se hacen suposiciones fuertes respecto a la simetría del problema (por ejemplo, el modelo del colapso esférico Gunn y Gott (1972)). Sin embargo para seguir la evolución temporal detallada correctamente de un campo de densidades arbitrario es necesario recurrir a las simulaciones numéricas de N-cuerpos.

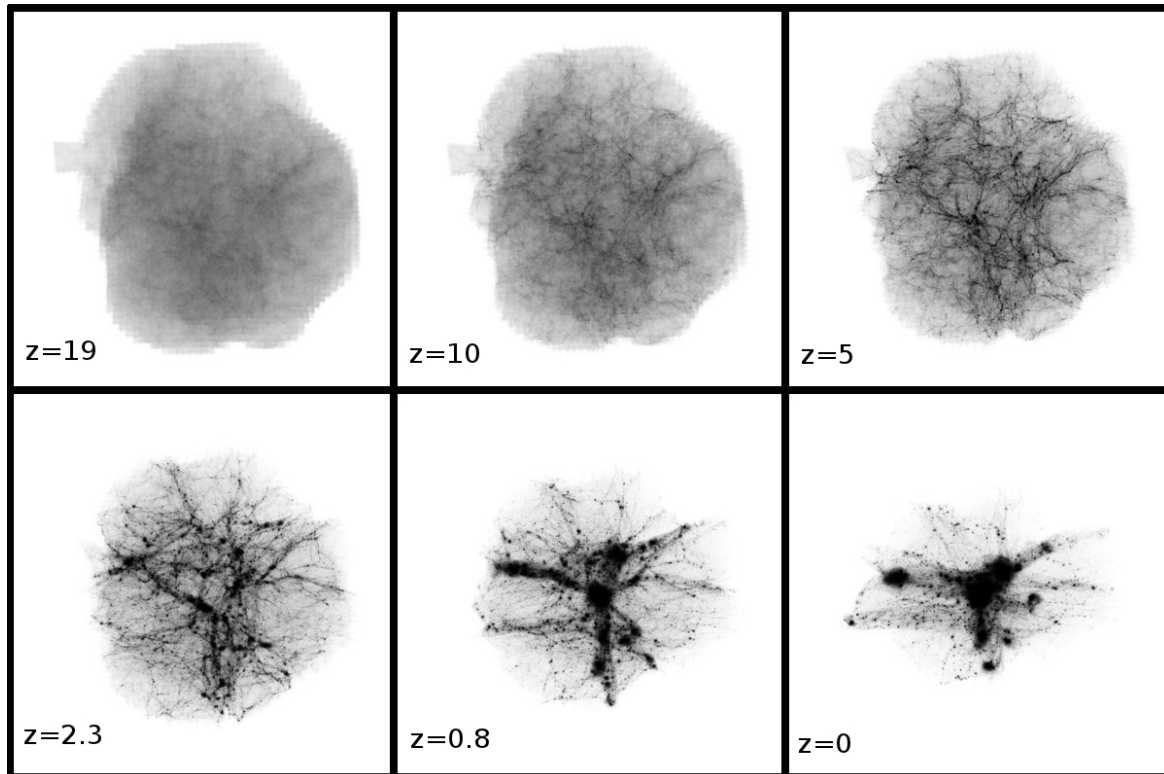
En particular, las simulaciones cosmológicas de N-cuerpos muestrean la estructura del espacio de fase de posiciones y velocidades  $(\mathbf{x}, \mathbf{v})$  de un volumen representativo del universo con  $N$  partículas de masa puntual. Las condiciones iniciales se eligen de modo tal que las partículas representen el campo de densidades a alto redshift, es decir, en la etapa lineal ( $\delta \ll 1$ ). Asumiendo un modelo cosmológico particular, se evoluciona el sistema hasta el presente ( $z = 0$ ) (ver Fig. 1.2). El poder predictivo de estas simulaciones numéricas está limitado tanto por la resolución espacial como por el número de partículas.

El número de interacciones gravitatorias mutuas que ocurren en un sistema de  $N$  partículas es  $N(N - 1)/2$ . Por este motivo, el tiempo de cómputo de las fuerzas gravitacionales crece también con  $N^2$  si estas son calculadas sumando todas las interacciones. Esto dificulta enormemente el aumento de la resolución numérica de una simulación. El problema ha sido parcialmente aliviado con el desarrollo de los “códigos árbol” o con el uso de la transformada rápida de Fourier, casos en los que el tiempo de cómputo escala con  $N \log N$ .

El problema de la resolución numérica es especialmente acuciante cuando se trata de resolver simultáneamente la estructura interna de los objetos que se forman y la distribución espacial de los mismos dentro de un volumen cosmológicamente significativo desde el punto de vista estadístico.

La técnica de “*zoom-in*” (Klypin et al., 2001) se ha convertido en una herramienta poderosa y ampliamente utilizada para atacar este problema. Esta técnica consiste en realizar una simulación de baja resolución para resimular una región destinada a formar un halo del que se quiera estudiar su estructura interna en detalle con una resolución mucho mayor. Para ello, se identifica en la simulación original a *redshift*  $z = 0$  el halo de interés. Las partículas dentro de cierto volumen centrado en este halo son rastreadas hasta su configuración inicial y se toma el volumen cúbico más pequeño que las encierra a todas. Dentro de este volumen se remuestran las partículas con una resolución mucho mayor que la original. No todas las partículas dentro de este volumen cúbico terminarán cerca del halo de interés. Por este motivo, para optimizar los tiempos de cómputo, se utilizan las posiciones de las partículas

rastreadas para definir una zona de alta resolución en forma de ameba. Fuera de esta región, las partículas son fusionadas de modo que su masa aumenta con la distancia a la zona de alta resolución. Esta zona de baja resolución proveerá a la simulación de las interacciones gravitatorias a distancias grandes. Con estas nuevas condiciones iniciales, se lleva a cabo la resimulación (*zoom-in*).



**Fig. 1.2.:** Evolución temporal de la simulación cosmológica utilizada en el presente trabajo (Ludlow et al., 2010). Se grafica la distribución espacial proyectada de las partículas de alta resolución en coordenadas comóviles desde *redshift*  $z = 19$  hasta *redshift*  $z = 0$ .

### Cálculo de las fuerzas gravitacionales

Los pasos fundamentales en una simulación son la determinación de la fuerza que actúa sobre cada partícula y la resolución de las integrales de movimiento.

La forma más directa de calcular la fuerza a la que está sometida una partícula en una simulación numérica es sumar cada una de las fuerzas gravitatorias producidas por el resto de las partículas que componen el sistema:

$$\mathbf{F}_i = \sum_{i \neq j} Gm_i m_j \frac{(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i)}{|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|^3} \quad (1.11)$$

En la práctica esta fórmula no puede ser implementada fácilmente ya que en el caso de un encuentro cercano entre una partícula  $j$  y la partícula  $i$ , la fuerza  $\mathbf{F}_i$  se vuelve grande, lo que implica utilizar pasos de tiempo pequeños en la integración de las ecuaciones de movimiento de la partícula  $i$ . Esta divergencia es computacionalmente muy costosa. Para sortear esta dificultad, se utiliza una función de suavizado (llamada usualmente ablandamiento), de modo que  $\mathbf{F}_i$  puede escribirse como

$$\mathbf{F}_i = \sum_{i \neq j} Gm_i m_j S_F(|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|) \frac{(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i)}{|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|} \quad (1.12)$$

o, equivalentemente, para el potencial:

$$\Phi_i = \sum_{i \neq j} Gm_j S(|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|), \quad (1.13)$$

donde  $S_F$  es la derivada de  $S$ . Usualmente, se toma  $S = -(r^2 + \epsilon^2)^{-1/2}$ , donde  $\epsilon$  es un parámetro llamado longitud de suavizado o parámetro de ablandamiento. La inclusión de este núcleo de suavizado permite evitar el problema planteado anteriormente. La fuerza calculada se aproxima a la fuerza gravitatoria usual, pero en el caso de partículas cercanas ( $|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i| \ll \epsilon$ ), el potencial tiende a una constante.

Como ya se ha mencionado, la gran desventaja de este método de la suma directa es que la cantidad de operaciones necesarias para evaluar todas las fuerzas mutuas crece con  $N^2$ , donde  $N$  es el número de partículas en la simulación.

Esfuerzos considerables han sido invertidos en lograr métodos más sofisticados que permitan reducir este escalado del tiempo de cómputo con el número de partículas.

Entre ellos se destacan los llamados “códigos árbol” (*tree codes*, Barnes y Hut (1986), Dehnen (2000)). Estos códigos hacen uso de una subdivisión jerárquica del volumen suponiendo, por ejemplo, un cubo imaginario que encierra todas las partículas de la simulación, este se divide en 8 cubos iguales. Si alguno de estos encierra más de una partícula, se divide a su vez en otros 8 cubos. Este procedimiento se repite hasta que todos los cubos de menor jerarquía contienen como máximo una partícula. A cada cubo se le puede asociar una masa total, un centro de masas y momentos multipolares.

Para calcular el potencial total sobre una partícula, se hace uso de estas subdivisiones. Comenzando por los cubos de mayor jerarquía, se evalúa si el ángulo de apertura  $\theta$  que subtenden en la posición de la partícula  $i$ -ésima es menor que cierto valor  $\theta_0$ . Si un cubo cumple esta condición, se aproxima el potencial producido por todas las partículas que encierra con los momentos multipolares asociados al cubo. Si un cubo no cumple esta condición, se evalúan sus subdivisiones, y se continúa iterando hasta obtener el potencial total. De este modo, el aporte al potencial de las partículas lejanas a la  $i$ -ésima se aproxima por cubos de mayor tamaño que las partículas más cercanas. La ventaja de este método es que al aumentar el número de partículas, el número de cubos aumenta más lentamente, el tiempo de computo escala con  $N \log N$ .

Otro tipo de algoritmos ampliamente utilizados corresponde a los llamados “códigos Partícula-Malla” (*Particle-Mesh*, Hockney y Eastwood (1988)). El método consiste en definir una malla regularmente espaciada en el volumen de la simulación. Definida la malla, se estima la densidad en los nodos de la malla considerando las posiciones de las partículas. Este proceso se denomina asignación de masa, y puede realizarse mediante diversos esquemas. El más sencillo es asignar toda la masa de una partícula al nodo más cercano; este esquema se denomina “*Nearest Grid Point (NGP)*”. Los esquemas en los que la masa de una partícula se distribuye en los  $2^D$  y  $3^D$  nodos (donde  $D$  es la dimensión de la malla) se demominan *Cloud In Cell (CIC)* y *Triangular Shaped Cloud (TSC)*, respectivamente.

Finalmente, una vez estimada la densidad en los nodos de la malla, se resuelve la ecuación de Poisson  $\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho$  utilizando la transformada de Fourier discreta. Para resolver la ecuación de Poisson es necesario asumir condiciones de contorno; en el caso de las simulaciones cosmológicas, estas condiciones se asumen periódicas. La ventaja de este método reside en el hecho de que la transformada de Fourier (y su correspondiente antitransformada) se calculan utilizando el algoritmo de la transformada rápida, que acorta enormemente los tiempos de cómputo respecto a los métodos anteriores.

### Integrales de movimiento

Una vez conocida la aceleración a la que está sometida cada una de las partículas de la simulación en un tiempo  $t$ , es necesario resolver las ecuaciones de movimiento para encontrar la posición en el espacio de fase  $(\mathbf{x}, \mathbf{v})$  de las partículas en un tiempo  $t + \Delta t$ . En otras palabras, el problema consiste en encontrar una aproximación para la ecuación diferencial de segundo orden  $\ddot{\mathbf{x}} = -\nabla\Phi(\mathbf{x})$ , que puede ser escrita como dos ecuaciones lineales de primer orden:

$$\dot{\mathbf{v}} = -\nabla\Phi(\mathbf{x}) \quad \text{y} \quad \dot{\mathbf{x}} = \mathbf{v} \quad (1.14)$$

Conociendo la posición en el espacio de fase  $(\mathbf{x}, \mathbf{v})$  y el potencial  $\Phi(\mathbf{x})$  al que está sujeta una partícula en un tiempo  $t$ , es posible aproximar a primer orden su posición y velocidad  $(\mathbf{x}', \mathbf{v}')$  en un tiempo  $t + h$  del siguiente modo:

- En primer lugar, se encuentra la velocidad en el tiempo  $t + h$  mediante  $\mathbf{v}' = \mathbf{v} - h\nabla\Phi(\mathbf{x})$ . Este paso se conoce como *kick* y evoluciona solo las velocidades sin cambiar las posiciones
- Una vez que se tiene  $\mathbf{v}'$ , se utiliza ésta para aproximar la nueva posición considerando  $\mathbf{x}' = \mathbf{x} + h\mathbf{v}'$ . Este paso se conoce como *drift* e implica una evolución solo de las posiciones.

El esquema descrito se conoce como *kick-drift*. Es posible utilizar el esquema inverso (*drift-kick*), es decir, evolucionar primero las posiciones y luego las velocidades.

Este algoritmo de integración se conoce como método de Euler. Utilizando la misma idea, es posible construir combinaciones más elaboradas de "*drifts*" y "*kicks*" para obtener integradores de orden superior. El método *Leapfrog*, en su versión "*drift-kick-drift*", consiste en evolucionar las posiciones un paso de tiempo  $h/2$ , luego las velocidades durante un paso  $h$  y nuevamente las posiciones durante un paso  $h/2$ . A diferencia del método de Euler, el de *Leapfrog* es de segundo orden, es decir, el error en la posición luego de un paso de tiempo es  $O(h^3)$ .

En general, para mantener un nivel de precisión dado en una simulación es necesario contar con un procedimiento que adapte los pasos de tiempo  $h$  utilizados, de modo que permita utilizar valores de  $h$  pequeños para grandes aceleraciones y viceversa. Por otra parte, la magnitud de las aceleraciones en un sistema de partículas cubre un rango amplio, por lo que resulta conveniente que este esquema adaptativo sea aplicado individualmente a cada partícula.

En particular, la simulación utilizada en este trabajo (descrita en detalle por Ludlow et al. (2010)) fue realizada utilizando el código GADGET-2 (Springel 2005, Springel (2005)), que utiliza un algoritmo tipo árbol para el cálculo de fuerzas. Opcionalmente, puede utilizarse un algoritmo híbrido árbol-malla (*Tree-Mesh*), en el que se utiliza un método "árbol" para las fuerzas de rango corto y un método "partícula-malla" para las fuerzas de rango largo. Para la resolución de las ecuaciones de movimiento, GADGET-2 utiliza un integrador "*leapfrog*" combinado con un esquema adaptativo de pasos de tiempo por bloque (*block timestep*), en el que cada partícula es asociada a una clase dependiendo de la aceleración a la que está sujeta, y a la que le corresponde determinado paso de tiempo. Más detalles de esta simulación serán descritos en la sección 2.3

# Remociones de mareas de cúmulos globulares en un cúmulo de galaxias simulado

(Basado en Ramos et al. (2015) ApJ,806,242R)

## 2.1 Resumen

En este capítulo se ha estudiado el impacto que tienen las fuerzas de marea sobre la población de cúmulos globulares de las galaxias que orbitan en un cúmulo de galaxias. Para ello se ha utilizado una simulación numérica cosmológica de N-cuerpos de la formación de un halo de materia oscura del tamaño de un cúmulo de galaxias y se analizó la evolución temporal de su población de cúmulos globulares. Se siguió la evolución dinámica de una muestra de 38 halos galácticos de materia oscura orbitando en un cúmulo de galaxias que a *redshift*  $z = 0$  tiene una masa virial de  $1.71 \times 10^{14} M_{\odot} h^{-1}$ .

Con el fin de estudiar por separado la población “azul” y “roja” de cúmulos globulares, se seleccionaron dos conjuntos diferentes de partículas a *redshift* alto ( $z \approx 1$ ) para cada halo galáctico, imponiéndole la condición que a *redshift*  $z = 0$  sus perfiles de densidad radial promedio sean similares a los perfiles observados. Como era de esperar, las fuerzas de marea producidas por el potencial general del cúmulo de galaxias eliminan una fracción significativa de las poblaciones de cúmulos globulares, que pasan a alimentar a la población intra-cúmulo. En promedio, los halos pierden aproximadamente el 16% de su población inicial de globulares rojos y el 29% de azules. Los resultados sugieren que estas fracciones dependen en gran medida de las características de las orbitas de los halos galácticos. En concreto, la fracción de globulares que es removida de un halo, correlaciona con el número de órbitas que



este ha completado y con la distancia mínima al centro del cúmulo de galaxias que el halo ha tenido durante su órbita. A un tiempo dado, estas fracciones dependen también de la distancia al centro del cúmulo en ese instante. Esto concuerda con las observaciones, que muestran que la frecuencia específica de globulares  $S_N$  (ver 1.2) depende de la distancia al centro del cúmulo.

## 2.2 Introducción

Como se ha visto en la sección 1.1, los cúmulos de galaxias son ambientes extremos en los que cientos o miles de galaxias orbitan dentro de un sistema masivo del orden de  $\sim 10^{14}M_{\odot}$ , unos pocos Mpc en tamaño y una dispersión de velocidades típica de  $\sim 1000\text{km/s}$ . Estos sistemas modifican las propiedades intrínsecas de las galaxias a través de diversos procesos astrofísicos, uno de los cuales es la remoción de materia tanto oscura como bariónica debido a fuerzas de marea. El material removido pasa a formar parte del medio intracúmulo. Por este motivo, los modelos de evolución de los cúmulos de galaxias deben tener en cuenta la remoción causada por fuerzas de marea (Merritt, 1983; Merritt, 1984; Malumuth y Richstone, 1984).

Desde el punto de vista teórico, se espera que el campo de marea global en un cúmulo de galaxias masivo sea suficientemente fuerte para truncar los halos de materia oscura de galaxias individuales (Merritt, 1983). Utilizando una simulación cosmológica de N-cuerpos de un halo del tamaño de la Vía Láctea, Diemand et al. (2007) encontraron que la remoción materia oscura en los satélites ocurre desde afuera hacia adentro, es decir, las partículas más externas de los subhalos están menos ligadas, y por lo tanto son más propensas a ser removidas. En este trabajo, los autores también concluyeron que la mayor parte de la materia oscura removida de un satélite se pierde durante el primer pasaje por el pericentro.

Aunque el material barionico está mucho más concentrado que la materia oscura, también puede sufrir los efectos de las fuerzas de marea del cúmulo de galaxias. Usando simulaciones de N-cuerpos+hidrodinámica, Limousin et al. (2009) investigaron el efecto de las remociones de marea en cúmulos de galaxias, siguiendo las

componentes de materia oscura y estelar. Encontraron que, aunque en menor medida que la componente de materia oscura, la componente estelar también es afectada por fuerzas de marea.

Los sistemas de cúmulos globulares son una de las componentes estelares más extendidas de las galaxias, pudiendo llegar más allá del halo estelar detectable y por esto son particularmente propensos a ser removidos por fuerzas de marea. Ya que la densidad de materia oscura en las regiones centrales de un cúmulo de galaxias es más alta que en la periferia, se espera que los halos galácticos sean más compactos en esas regiones centrales (ver 1.1.2). Esto, de hecho, es un resultado encontrado por Bullock et al. (2001) utilizando simulaciones numéricas cosmológicas. Un efecto similar podría esperarse también para los cúmulos globulares con una disminución de su frecuencia específica  $S_N$  (número de globulares normalizado a la luminosidad de la galaxia) en las regiones centrales de los cúmulos de galaxias. Forbes et al. (1997) encontraron evidencia de este efecto en cuatro galaxias de la región central del cúmulo de Fornax, midiendo una dependencia marginal de la frecuencia específica  $S_N$  con la distancia al centro del cúmulo. Coenda et al. (2009) buscaron evidencia similar utilizando datos del relevamiento del cúmulo de Virgo “ACS (*Advanced Camera for Surveys*) *Virgo Cluster Survey*” del telescopio espacial Hubble. Estos autores analizaron la frecuencia específica  $S_N$  en 13 galaxias elípticas y encontraron que ésta crece como función de la distancia tanto proyectada como tridimensional al centro del cúmulo de Virgo. Estos resultados se han interpretado como evidencia directa de remociones de marea de cúmulos globulares debido al potencial gravitacional del cúmulo de galaxias.

Otra evidencia de la remoción de globulares por fuerzas de marea fue hallada por Alamo-Martínez et al. (2013), quienes utilizaron datos de la región central del cúmulo de galaxias Abell 1689 obtenidos con la cámara ACS del telescopio espacial Hubble. Ellos estimaron que 80000 de un total de 162000 candidatos a globulares son, probablemente, parte del medio intracúmulo. Hudson et al. (2014) utilizaron estimas de masas de halos de galaxias basadas en lentes gravitacionales débiles para calcular la razón  $\nu$  entre la masa total en cúmulos globulares y la masa del halo galáctico.

Encontraron que este cociente es casi constante, con  $\nu \sim 4 \times 10^{-5}$  y una dispersión característica de 0.2dex. Estos autores sugieren que parte de la dispersión se debe a los distintos grados de remoción de los sistemas de cúmulos globulares entre las galaxias centrales y las satélite. También se ha encontrado evidencia de remociones de marea de cúmulos globulares en ambientes menos densos, por ejemplo, Blom et al. (2014) encontraron una corriente de cúmulos globulares que une las galaxias NGC4365 y NGC4342 en el grupo W'.

En las últimas dos décadas ha ido creciendo la evidencia observacional en favor de que la distribución de colores de los cúmulos globulares es bimodal (Gebhardt & Kissler-Patig 1999 Gebhardt y Kissler-Patig (1999) ; Kundu & Whitmore 2001 Kundu y Whitmore (2001); Brodie & Strader 2006 Brodie y Strader (2006)). Esto usualmente ha sido interpretado como la consecuencia de diferencias en metalicidad entre dos poblaciones de cúmulos globulares coexistentes: una roja y rica en metales  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.5$  y una azul y pobre en metales  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.5$  (Brodie y Strader, 2006). Peng et al. (2006) encontraron distribuciones bimodales de colores para cúmulos globulares en aproximadamente 100 galaxias de tipo temprano del cúmulo de Virgo. Obtuvieron que en promedio los cúmulos globulares rojos representan el 15 % de la población total en galaxias débiles ( $M_B \sim -15.7$ ) y más del 60 % en galaxias brillantes ( $M_B \sim -21.5$ ). Usando los mismos datos observacionales, Coenda et al. (2009) ajustaron leyes de potencias a los perfiles de densidad proyectada, encontrando valores típicos de la pendiente logarítmica de  $\alpha = -2.4 \pm 0.2$  y  $\alpha = -1.7 \pm 0.1$  para las poblaciones rojas y azules, respectivamente. Aunque con una dispersión grande, otros autores (ver, por ejemplo, Larsen et al. (2001), Bassino et al. (2006), Richtler et al. (2012) y D'Abrusco et al. (2014)) han concordado en que los globulares azules muestran usualmente una distribución más plana que los globulares rojos. Ya que la población azul está más extendida que la roja, se espera que esta sea más propensa a ser perturbada que la roja. De hecho, la dependencia de la  $S_N$  con la distancia al centro del cúmulo reportada por Coenda et al. (2009) fue detectada solo para la población azul. Kartha et al. (2014) compiló una muestra de 40 galaxias y encontró que la fracción relativa de la población de globulares azules a rojos decrece con el aumento de la densidad

en el entorno galáctico para galaxias lenticulares. Ellos proponen que los globulares azules más externos pueden ser removidos, disminuyendo esta fracción.

Desde el punto de vista teórico, el trabajo de Muzzio et al. (1984) analizó el intercambio de globulares en cúmulos de galaxias tipo Virgo utilizando simulaciones numéricas ad hoc. Estos autores mostraron que las galaxias más pequeñas de un cúmulo pueden perder hasta un 30 % de su población de cúmulos globulares, con la mitad de esta fracción terminando en el medio intracúmulo y la otra mitad siendo capturada por otras galaxias más masivas.

Se debe notar que los cúmulos globulares y los cúmulos de galaxias son sistemas que están separados por 9 órdenes de magnitud en masa y 5 órdenes de magnitud en tamaño. Por ello, no es factible computacionalmente que una simulación cosmológica de N-cuerpos en la escala de un cúmulo de galaxias logre resolver un sistema del tamaño y masa de un cúmulo globular. Una técnica que permite llevar a cabo estudios de este tipo, es seleccionar partículas de materia oscura de modo que tracen la población que se quiere estudiar. Este método fue utilizado por Bekki y Yahagi (2006), quienes seleccionaron al azar partículas de materia oscura para trazar la población de globulares en una simulación cosmológica de N-cuerpos, concluyendo que los cúmulos globulares intracúmulo pueden contribuir con entre un 20 % y un 40 % a la población total de globulares en cúmulo de galaxias de masas  $1.0 - 6.5 \times 10^{14} M_{\odot}$ . Más recientemente, Smith et al. (2013) estudiaron el impacto del acoso galáctico, es decir interacciones entre galaxias a alta velocidad, en la dinámica de los cúmulos globulares en galaxias enanas de tipo tempranas en cúmulos. Estos autores modelaron galaxias dejándolas evolucionar durante 2.5 Gyr en un campo de potencial que imita el acoso en cúmulos de galaxias, encontrando que el comportamiento dinámico de los cúmulos globulares depende fuertemente de la fracción de materia oscura que se mantiene en la galaxia. Ellos concluyeron que solo cuando el 85 % de la materia oscura inicial ha sido removida, la remoción de cúmulos globulares comienza a ser significativa.

Utilizando simulaciones numéricas de N-cuerpos en el marco del modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM, se ha explorado la remoción de cúmulos globulares por fuerzas de marea

en un cúmulo de galaxias tipo Virgo, enfocándose en las diferencias entre las poblaciones roja y azul. En la sección 2.3 se presenta la simulación numérica usada en este trabajo. En la sección 2.4 se describe el método aplicado para seleccionar partículas de materia oscura de los halos galácticos simulados que imiten la población de cúmulos globulares azules y rojos. En la sección 2.5 se presentan los resultados principales acerca de la remoción de estas dos poblaciones. Finalmente, en la sección 2.6 se discuten los resultados principales y conclusiones.

## 2.3 Simulación numérica

El problema de la remoción de cúmulos globulares en un cúmulo de galaxias fue abordado utilizando simulaciones numéricas cosmológicas de materia oscura solamente, que siguen la formación y evolución de un halo del tamaño de un cúmulo de galaxias. Esta simulación fue presentada en detalle por Ludlow et al. (2010). Dicho brevemente, una región destinada a formar un cúmulo de galaxias a  $z = 0$  es identificada en un volumen cúbico de  $100 \text{ Mpc } h^{-1}$  comóviles de lado. Luego, esta región es resimulada a una resolución mayor usando una técnica de zoom-in (Klypin et al., 2001) mientras el resto de la caja es remuestreada a una resolución menor (ver 1.3). La región de alta resolución tiene  $1.44 \times 10^7$  partículas de materia oscura, llenando un volumen en forma aproximada de ameba de  $1.39 \text{ Mpc}^3 h^{-3}$  a un redshift inicial de  $z = 19$ . La simulación original asume una cosmología de materia oscura fría con constante cosmológica con los siguientes parámetros:  $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  (es decir,  $h = 0.73$ ),  $\Omega_0 = 0.25$  y  $\Omega_\Lambda = 0.75$ , ambas simulaciones fueron realizadas con el código GADGET2 (Springel, 2005). La masa de las partículas de materia oscura de alta resolución es  $5.4 \times 10^7 M_\odot h^{-1}$  y el parámetro de ablandamiento es  $1.5 \text{ Kpc } h^{-1}$  comóvil. A redshift  $z = 0$ , el cúmulo de galaxias simulado tiene un radio virial (es decir, el radio al que la densidad de masa promedio es 200 veces la densidad de masa crítica del universo) de  $R_{vir} = 1.1 \text{ Mpc } h^{-1}$ , que corresponde a una masa virial  $M_{vir} = 1.71 \times 10^{14} M_\odot h^{-1}$ . Estos valores son comparables a los estimados para el cúmulo de Virgo (Karachentsev y Nasonova, 2010). Dentro del radio virial del cúmulo a redshift  $z = 0$  hay  $3.16 \times 10^6$  partículas de materia oscura. Este halo corresponde

al halo etiquetado “h14” en la Tabla 1 de Ludlow et al. (2010), que está aislado y virializado a  $z = 0$ . Para seleccionar los halos principales del tamaño de cúmulos y sus subhalos galácticos, se usa el algoritmo SUBFIND (Springel et al., 2001) que identifica subestructuras dentro de grupos identificados previamente con un algoritmo tipo *Friends of Friends* (Huchra y Geller, 1982). Se aplicó SUBFIND en cada uno de los 100 *snapshots*<sup>1</sup>, equiespaciados en el logaritmo del factor de expansión ( $\log(a)$ ) desde *redshift*  $z = 19$  a  $z = 0$  para seguir la evolución dinámica de las poblaciones de cúmulos globulares. En la figura 2.1, se muestra la distribución espacial de partículas de materia oscura (puntos grises) centrada en el cúmulo de galaxias simulado a *redshift*  $z = 0$ , donde el círculo sólido muestra el radio virial del sistema. Usando diferentes colores, se han destacado las partículas de materia oscura seleccionadas como nueve diferentes sistemas de cúmulos globulares, siguiendo el método descrito en la sección siguiente.

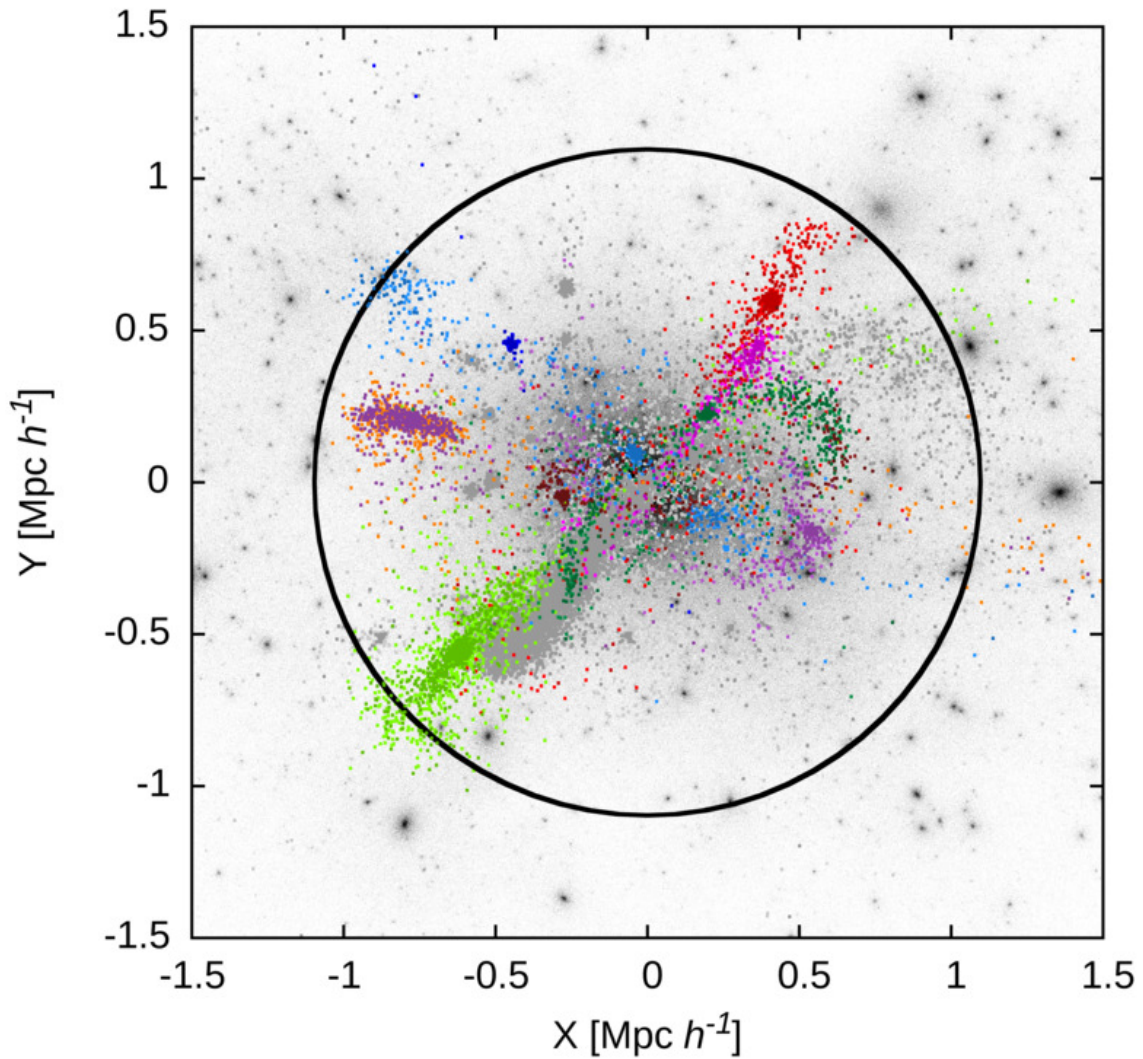
## 2.4 Población de cúmulos globulares

Para seleccionar la muestra de halos a analizar, fueron considerados aquellos halos de materia oscura identificados por SUBFIND (Springel et al., 2001) que cumplían las siguientes condiciones:

- A *redshift*  $z = 0$  el halo debe estar dentro del radio virial del cúmulo.
- El tiempo de acreción del halo, definido como la edad del universo en el instante en que dicho halo cruza por primera vez el radio virial del cúmulo, era menor que 10 Gyr. Esta condición fue necesaria para maximizar el tiempo que los halos estuvieron bajo la influencia del potencial central del cúmulo de galaxias.
- El halo debe estar resuelto por al menos 700 partículas al tiempo de acreción. Esto es necesario para que sea posible seleccionar un número significativo de partículas trazadoras de cúmulos globulares ( $>40$ )

---

<sup>1</sup>Archivo de salida de la simulación en el que se indican, entre otros parámetros, las posiciones y velocidades de cada una de las partículas de la simulación para un tiempo determinado



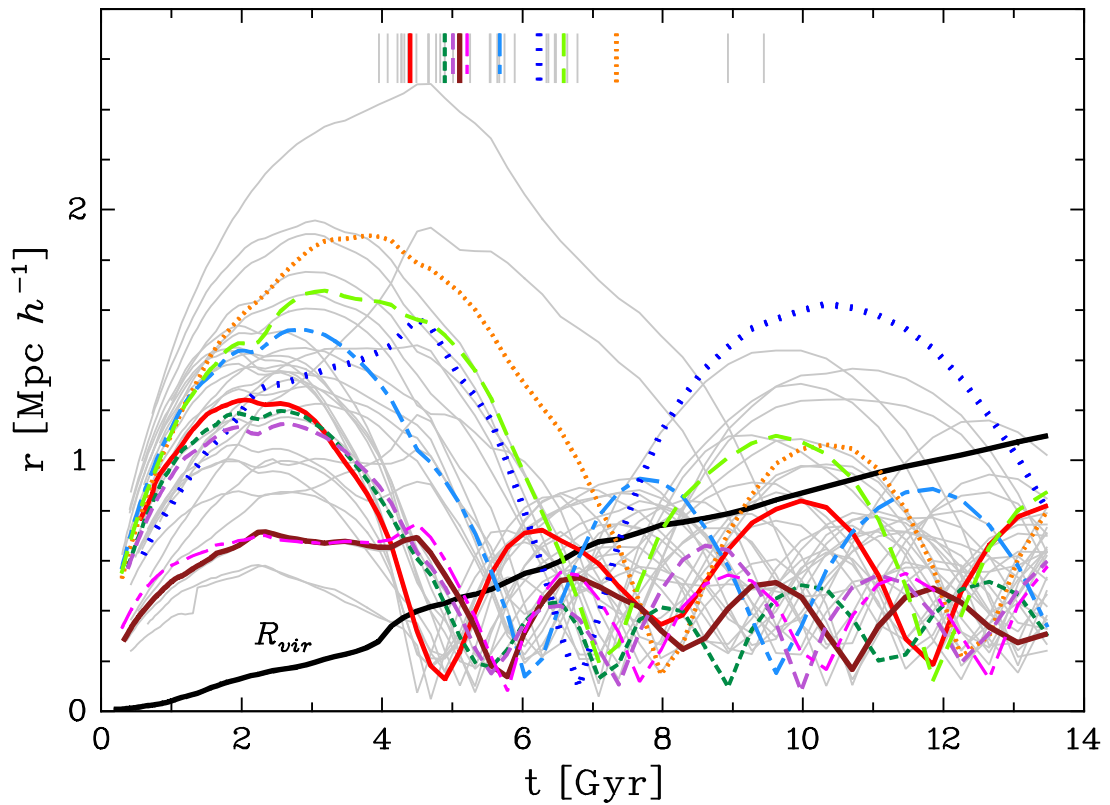
**Fig. 2.1.:** Distribución espacial proyectada de las partículas de materia oscura (pequeños puntos grises) centrada en el cúmulo de galaxias simulado a *redshift*  $z = 0$ . El círculo sólido muestra el radio virial del sistema. Los diferentes colores muestran las partículas de materia oscura seleccionadas como cúmulos globulares azules de nueve halos, siguiendo el método descrito en la sección 2.4

- Dado que el objetivo es estudiar los cúmulos globulares de las galaxias que no fueron completamente destruidas por las fuerzas de marea, solo fueron considerados aquellos halos que a *redshift*  $z = 0$  estaban resueltos por más de 200 partículas



- El halo central del cúmulo no fue considerado en la muestra.
- Finalmente, fueron excluidos 19 halos en los que no fue posible seleccionar globulares debido a distorsiones gravitacionales producidas por la presencia de otro halo cercano.

De esta manera, la muestra final quedó conformada por 38 halos, cuyas masas a redshift  $z = 0$  varían entre  $M \sim 1.0 \times 10^{10} M_{\odot} h^{-1}$  y  $M \sim 2.0 \times 10^{11} M_{\odot} h^{-1}$ .



**Fig. 2.2.:** Distancias al centro de cúmulo como función del tiempo para 38 halos (líneas grises). Los colores corresponden a los nueve halos mostrados en la Figura 2.1. La línea sólida negra es el radio virial del cúmulo. Las líneas verticales muestran el tiempo en el que cada halo entra al radio virial del cúmulo



En la figura 2.2 se muestra la distancia al centro del cúmulo como función del tiempo para los 38 halos (líneas grises), destacando los 9 halos que se grafican en la Figura 2.1. Para evitar que la selección de globulares fuera realizada en halos con posibles distorsiones, cada halo fue inspeccionado durante el proceso de caída hacia el cúmulo. De este modo, fue posible establecer que por lo general, para el tiempo de acreción de los halos, estos ya habían sido distorsionados por el potencial gravitacional del cúmulo. Sin embargo, dos *snapshots* antes de eso, los halos no muestran evidencia de esa distorsión. Consecuentemente, se adoptó el tiempo correspondiente a ese *snapshot* previo para seleccionar los cúmulos globulares. En promedio, la selección de globulares se realizó 0.5 Gyr antes del tiempo de acreción (mostrado con líneas verticales en la figura 2.2).

Para cada halo de la muestra, se calculó el perfil de densidad de la materia oscura en el tiempo de selección, ajustando un perfil de Navarro-Frenk-White (NFW, Navarro et al. (1996)) expresado como

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_{NFW}^0}{(r/r_{NFW})(1 + r/r_{NFW})^2}, \quad (2.1)$$

donde  $\rho_{NFW}^0$  y  $r_{NFW}$  son la densidad característica y la longitud de escala de los halos de materia oscura, respectivamente. Los tiempos típicos de acreción variaron entre 4.0 y 9.3 Gyr con una mediana de 5.2 Gyr. Para las longitudes de escala se obtuvieron valores entre 7.5 y 87.8 Kpc  $h^{-1}$  con una mediana de 10.5 Kpc  $h^{-1}$ , mientras que en el tiempo de selección las masas viriales de los halos tenían valores entre  $5.3 \times 10^{10}$  y  $1.7 \times 10^{13} M_{\odot} h^{-1}$  con una mediana de  $1.7 \times 10^{11} M_{\odot} h^{-1}$ .

Para construir las poblaciones de cúmulos globulares de cada halo, se seleccionó una submuestra de sus partículas de materia oscura, usando el método presentado por Bullock y Johnston (2005) y Peñarrubia et al. (2008). Una descripción detallada del método puede verse en el Anexo A. Básicamente, consiste en seleccionar partículas de materia oscura de modo que estas sigan la función distribución de energías correspondiente al perfil de densidad de masa que se quiere asignar a la población:

$$f(\epsilon) = \frac{1}{8\pi} \left[ \int_0^\epsilon \frac{d^2\rho}{d\phi^2} \frac{d\phi}{\sqrt{\epsilon - \phi}} + \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \left( \frac{d\rho}{d\phi} \right)_{\phi=0} \right], \quad (2.2)$$

donde  $\phi$  es el potencial gravitacional relativo y  $\epsilon$  es la energía relativa (ver Binney y Tremaine (1987)).

Para construir las poblaciones de globulares rojos y azules para cada halo al tiempo de selección, se generaron dos perfiles analíticos de (Hernquist, 1990)

$$\rho_H(r) = \frac{\rho_H^0}{(r/r_H)(1 + r/r_H)^3}, \quad (2.3)$$

donde  $r_H$  es la longitud de escala y  $\rho_H^0$  es la densidad característica. Se tomó  $r_H = \gamma r_{NFW}$ , adoptando  $\gamma = 3$  para globulares azules y  $\gamma = 0.5$  para globulares rojos. De este modo, la forma del perfil de densidad de globulares de los halo depende de las propiedades de cada halo. Esta elección de  $\gamma$  en el tiempo de selección permitió que los perfiles de densidad a redshift  $z=0$  sean aproximadamente leyes de potencia con pendientes similares a las observadas para las poblaciones azul y roja (ver 2.2). Al tiempo de selección, se aplicó la ecuación antes descrita a los perfiles de Hernquist (1990) y Navarro et al. (1996) para construir sus correspondientes funciones de distribución de energía  $f_H(\epsilon)$  y  $f_{NFW}(\epsilon)$ . Luego, se seleccionó aleatoriamente una fracción  $f_H(\epsilon)/f_{NFW}(\epsilon)$  de las partículas de materia oscura en intervalos de energía  $\epsilon + \Delta\epsilon$ . Siguiendo Bekki y Yahagi (2006), se asumió que la componente bariónica está más concentrada que el halo de materia oscura, por lo que se truncó la selección de globulares a un radio de corte de  $r_{CutOff} = r_{50}/3$ , donde  $r_{50}$  es el radio a mitad de masa del halo de materia oscura.

Como ejemplo, en la Figura 2.3 se muestran los perfiles de densidad proyectados  $\Sigma(R)$  de uno de los halos de la muestra, como función de la distancia proyectada  $R$  para el halo de materia oscura (cuadrados negros) y para las partículas seleccionadas para representar las poblaciones azul y roja de cúmulos globulares. En el panel inferior se muestran los perfiles en el tiempo de selección ( $t_{in} = 4.9$  Gyrs,  $z_{in} = 1.25$ ) y en el panel superior, los perfiles en el tiempo presente ( $t = 13.7$  Gyrs,  $z = 0$ ). Este halo de

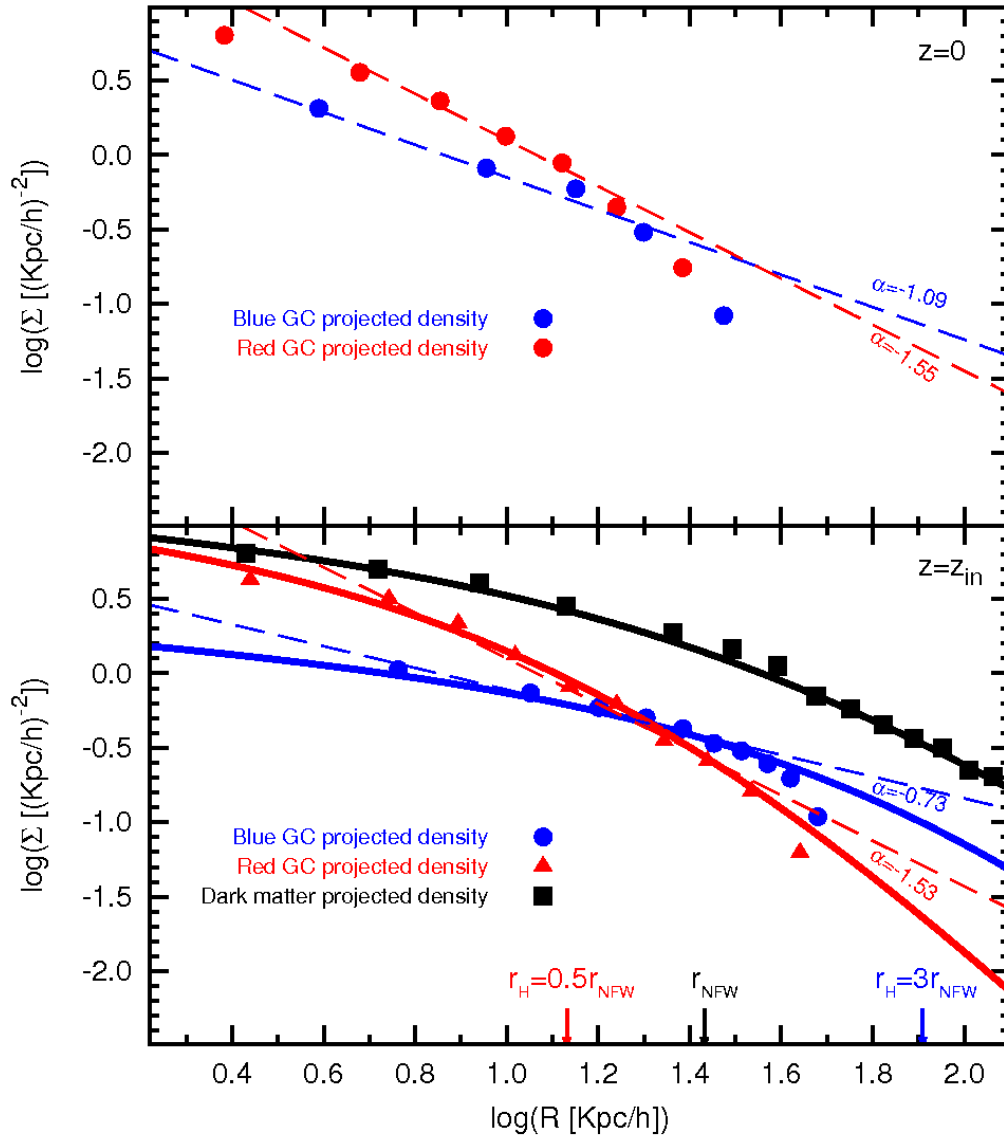
materia oscura corresponde al mostrado en color verde claro en las figuras 2.1, 2.2 y 2.5. La línea sólida negra corresponde a un perfil de densidad de Navarro et al. (1996) con concentración  $c = 5.9$  y masa virial  $M_{vir} = 2.6 \times 10^{12} M_{\odot} h^{-1}$ . Las líneas sólidas azules y rojas no son ajustes de los puntos, sino que muestran los perfiles analíticos de Hernquist (1990) elegidos para representar las poblaciones de globulares. Las líneas discontinuas muestran los ajustes de una ley de potencia a los puntos y se indican las pendientes correspondientes  $\alpha$  para cada población de globulares al tiempo de selección.

Se siguió la evolución temporal de las poblaciones roja y azul de todos los halos de la muestra para comparar sus propiedades con las poblaciones de cúmulos globulares observadas en cúmulos de galaxias. Los resultados se presentan en la siguiente sección.

## 2.5 Resultados

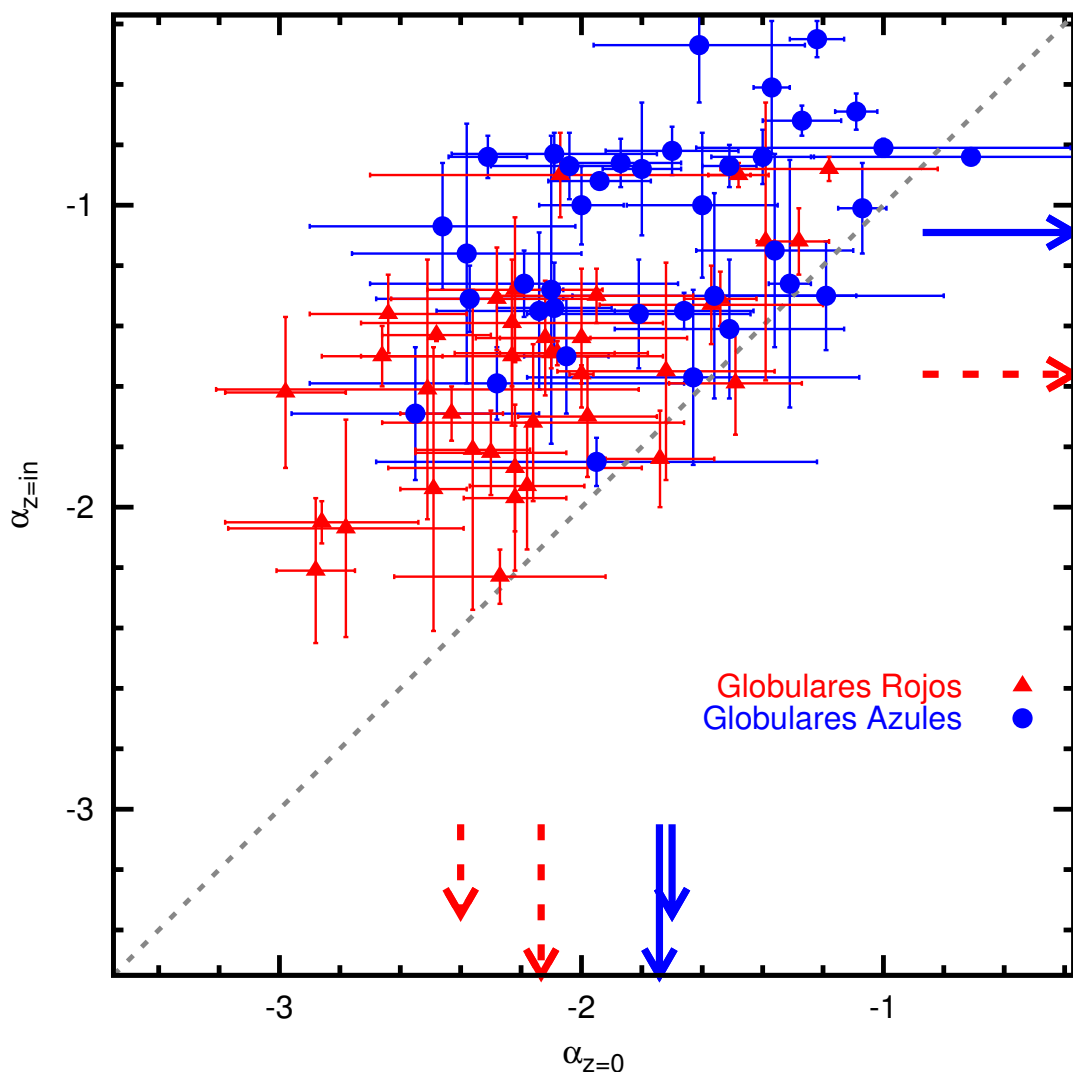
### 2.5.1 Perfil de densidad de los cúmulos globulares

Como se ve en la figura 2.4, el perfil de densidad de los cúmulos globulares es más empinado a *redshift*  $z = 0$  que al tiempo de selección. Se analizó la evolución de estos perfiles como función del *redshift* y se encontró que los perfiles se vuelven más empinados inmediatamente después de que los halos entran al cúmulo. Luego de eso, las pendientes permanecen casi constantes independientemente de la evolución de sus cúmulos globulares asociados. Esto indica que, incluso en aquellos casos en los que una fracción importante de los globulares es removida, los objetos que permanecen ligados son redistribuidos para preservar la forma del perfil de densidad. Esto concuerda con Coenda et al. (2009), quienes no encuentran una dependencia entre las pendientes de los perfiles de densidad de los globulares y la distancia al centro del cúmulo de Virgo. Sin embargo, se debe señalar que en el trabajo de



**Fig. 2.3.:** Perfil radial de densidad proyectada para las partículas de materia oscura de uno de los halos seleccionados (cuadrados sólidos negros), para los globulares rojos y azules (círculos rojos y azules) en el *redshift* en el que el halo entra al radio virial del cúmulo,  $z_{in}$  (panel inferior), y a  $z = 0$  (panel superior). Panel inferior: El halo de materia oscura es modelado como un perfil NFW (línea sólida negra), mientras los globulares rojos y azules son modelados como perfiles de Hernquist (líneas azules y rojas respectivamente). Las flechas verticales muestran la longitud de escala de Hernquist  $r_H$  para las poblaciones de globulares azul ( $3r_{NFW}$ ) y roja ( $0.5r_{NFW}$ ), y la longitud de escala del perfil NFW ( $r_{NFW}$ ) para las partículas de materia oscura. En ambos paneles se muestran ajustes de leyes de potencia a los datos.

Bekki et al. (2003), que usa un modelo numérico simple, se encontró que el perfil de densidad numérica de los sistemas de globulares se vuelve más empinado luego de la remoción de globulares.



**Fig. 2.4.:** Pendientes de los perfiles de densidad proyectada para los globulares rojos y azules a los *redshifts*  $z_{in}$  en que los halos entran al radio virial del cúmulo vs la pendiente correspondiente a  $z = 0$ . Los colores y símbolos son los mismos de la figura 2.3. Las flechas largas horizontales y verticales corresponden a los valores medianos de las pendientes para las poblaciones de globulares azules (líneas azules continuas) y rojos (línea cortada roja). Las flechas cortas verticales indican valores observados de las pendientes para globulares azules y rojos. La línea gris discontinua muestra la identidad  $\alpha_{z=0} = \alpha_{z_{in}}$ .

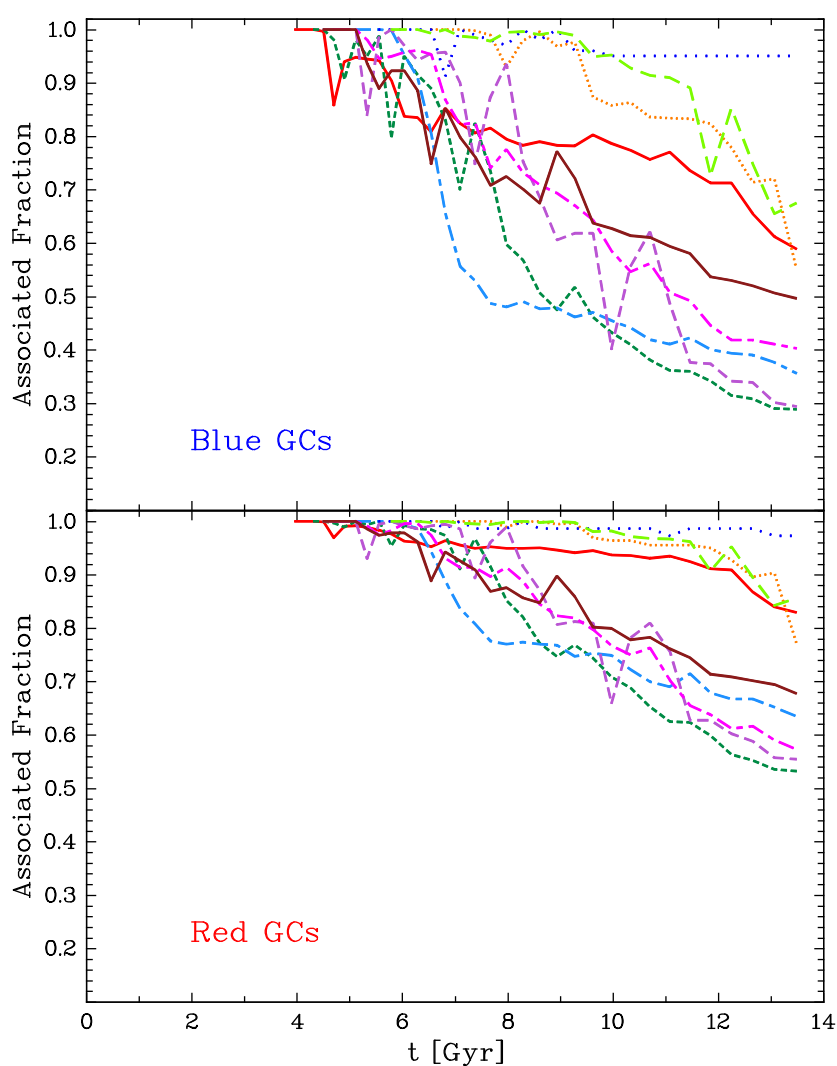
## 2.5.2 Evolución de la fracción de cúmulos globulares

Para seguir la evolución temporal de los sistemas de cúmulos globulares de las galaxias que orbitan el cúmulo, se estimó para cada halo la fracción de globulares que permanece asociada con su halo principal en cada *redshift*. Para evaluar esta fracción en un *redshift*  $z$  arbitrario, se calculó la razón entre el número de cúmulos globulares seleccionados originalmente para el halo y el número de cúmulos globulares contenidos en una esfera de radio igual a la partícula más distante identificada por SUBFIND en ese *redshift*  $z$ . Aunque este criterio de selección puede resultar en la inclusión de globulares que no están dinámicamente ligados al halo, este método permite imitar lo que usualmente se hace con los datos observacionales, donde los globulares son incluidos hasta un radio dado. Más aún, se halló que los resultados son bastante robustos si se utiliza la energía de ligadura en lugar del criterio de distancia; las diferencias promedio en las fracciones graficadas en las figuras 2.5 a 2.8 son siempre menores al 7%.<sup>2</sup>

La figura 2.5 muestra la fracción,  $f$ , de cúmulos globulares que permanece asociada con su halo principal como función del tiempo para los globulares azules (panel superior) y rojos (panel inferior). La tendencia general es que al tiempo de acreción  $t_{in}$  esta fracción es, por definición,  $f(z_{in}) = 1$  y decae con el *redshift*. Para los halos graficados, se observa que estos pueden perder hasta un 70% de sus globulares azules y un 50% de sus globulares rojos, los que pasan a ser parte de la población del medio intracúmulo. Las pendientes más empinadas en el panel superior de la figura 2.5 muestran claramente que los globulares azules se remueven más fácilmente que los rojos, como se espera debido a la distribución espacial más plana de la población azul (ver figura 2.4). Se pueden notar algunas oscilaciones temporales en la fracción de globulares asociada a un halo (ver por ejemplo la línea púrpura discontinua). Las

<sup>2</sup>El código SUBFIND identifica subestructuras buscando sobredensidades en el espacio de fases. Por este motivo, el código tiende a subestimar el tamaño de los subhalos que cruzan zonas de alta densidad (como el centro de un cúmulo). La elección de un criterio espacial permite solucionar parcialmente este problema. Sin embargo, dado que el radio límite elegido depende de SUBFIND, por lo que la fracción asociada tiende a ser subestimada (ver mínimos locales de 2.5)

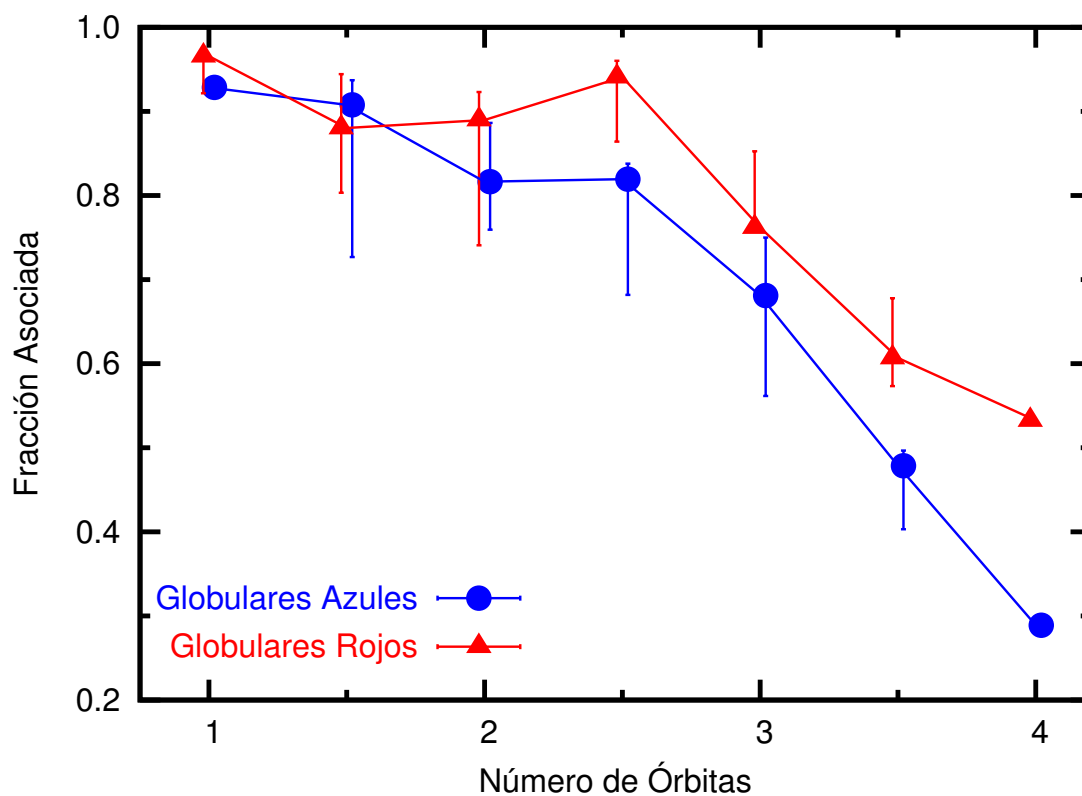
figuras 2.2 y 2.5 muestran que los mínimos locales se corresponden con los sucesivos pasos del halo a través del centro del cúmulo de galaxias. Sin embargo, se debe notar que los globulares son removidos continuamente durante el tiempo de vida de los halos, y no solamente en los pasos por el pericentro. Por otra parte, los máximos locales aparecen cuando las órbitas de los halos intersectan corrientes de globulares removidos previamente. También se siguió el destino de los globulares removidos, no encontrando recapturas de estos por parte de otros halos de la muestra.



**Fig. 2.5.:** Fracción de cúmulos globulares asociada como función del tiempo para globulares azules(panel superior) y rojos(panel inferior) para los mismos nueve halos destacados en la figura 2.1. El código de colores es el mismo de la 2.1

### 2.5.3 Fracción de globulares y trayectoria orbital

La intensidad de las fuerzas de marea generadas por el potencial gravitacional del cúmulo de galaxias depende de la posición relativa de los halos con respecto al centro del cúmulo. Por esta razón, se espera una correlación entre la fracción de globulares que permanecen asociados con su halo y sus parámetros orbitales. Por consiguiente, se exploró la correlación entre la fracción de globulares asociados a su halo y el número de revoluciones orbitales completadas por el halo desde el tiempo de acreción  $t_{in}$  hasta *redshift*  $z=0$ .



**Fig. 2.6.:** Fracción de globulares asociados a su halo como función del número de órbitas completadas a  $z = 0$  para los globulares azules y rojos. Los puntos corresponden a valores medianos y las barras verticales de error son calculados usando la técnica de bootstrapping. Los colores y símbolos son los mismos de la figura 2.3.

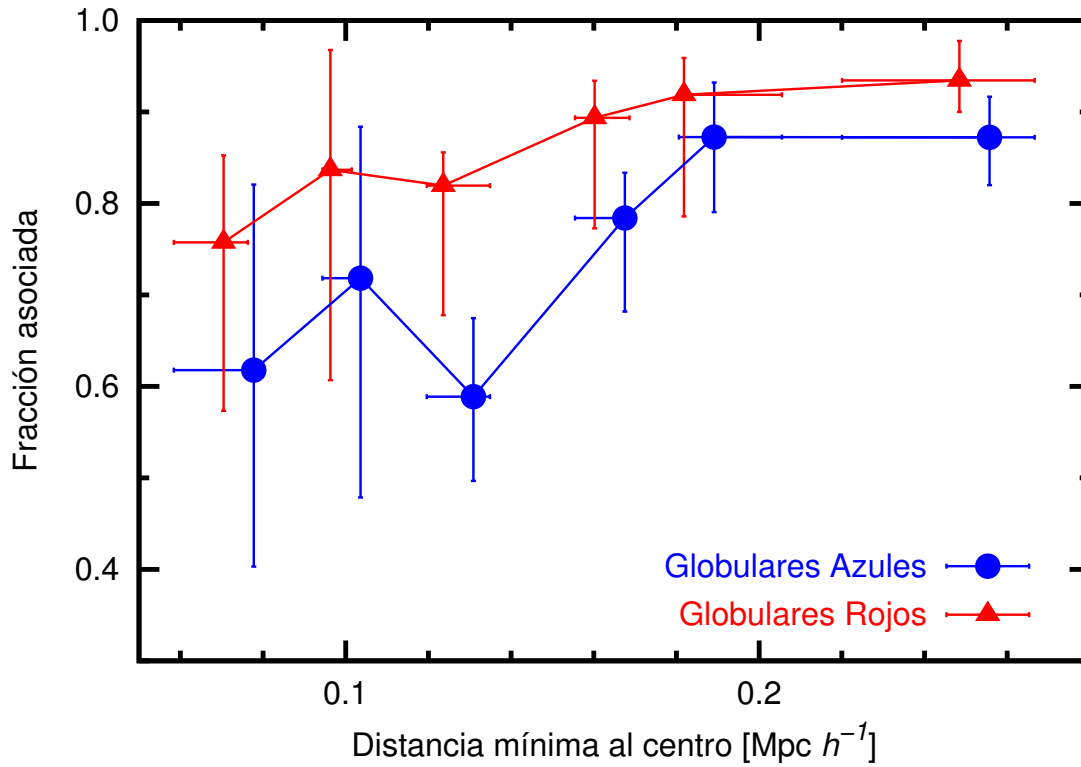
En la figura 2.6, se grafica la fracción de globulares que permanecen asociados a su halo en *redshift*  $z = 0$  como función del número de órbitas; los puntos corresponden a las medianas y las barras de error verticales fueron calculadas usando la técnica



de remuestreo. Existe una fuerte anticorrelación entre la fracción de globulares a *redshift*  $z=0$  y el número de órbitas. Por lo menos el 30 % (25 %) de los globulares azules (rojos) son removidos cuando los halos han completado tres órbitas o más, mientras que aquellos que solo completan una órbita pierden del orden del 10 % de su población de globulares.

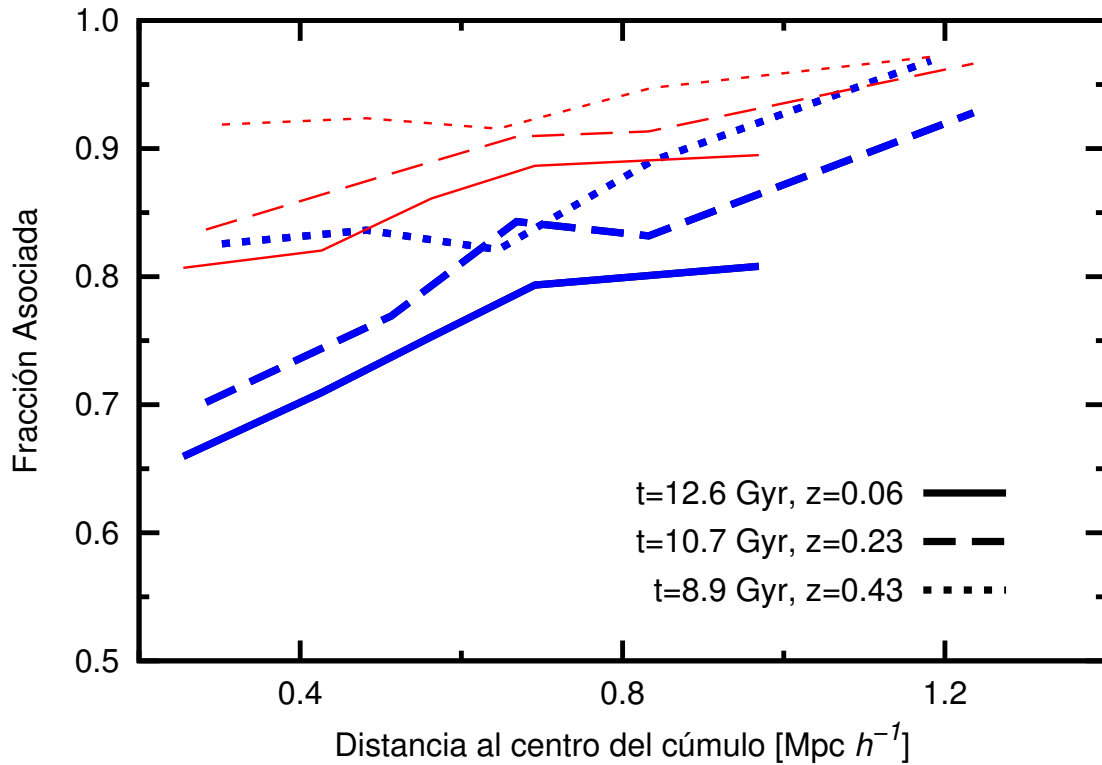
Durante sus trayectorias orbitales, los halos cruzan la región central del cúmulo de galaxias a diferentes distancias pericéntricas, experimentando fuerzas de marea de distintas intensidades, que modifican la fracción asociada de globulares. La figura 2.7 muestra la mediana de la fracción de globulares que permanece asociada con cada halo en *redshift*  $z = 0$  como función de la mínima distancia pericéntrica que tuvo cada órbita a través de su evolución temporal. Las barras de error verticales fueron calculadas utilizando la técnica de remuestreo en intervalos de distancia pericéntrica que contienen el mismo número de halos. Se puede observar que aquellos halos que durante su evolución temporal se acercaron al centro del cúmulo con distancias pericéntricas menores que  $150 \text{ Kpc } h^{-1}$  pierden aproximadamente un 40 % de sus globulares azules y un 25 % de sus globulares rojos. Por otro lado, aquellos halos con distancias pericéntricas mayores que  $300 \text{ Kpc } h^{-1}$  mantuvieron más del  $\sim 80 \%$  (90 %) de su población de globulares azules (rojos). Tanto la figura 2.6 como la figura 2.7 refuerzan la interpretación de que los globulares azules son removidos más fácilmente que los rojos debido las pendientes diferentes de sus perfiles de densidad. En promedio, en *redshift*  $z = 0$ , los halos han perdido  $\sim 29 \%$  de sus cúmulos globulares azules iniciales; este número cae a  $\sim 16 \%$  para la población roja, por lo que se espera que los cúmulos globulares intracúmulo sean mayormente azules.

La fracción de cúmulos globulares que están asociados con su halo a *redshift*  $z = 0$  muestra una fuerte correlación con el número de órbitas y la distancia pericéntrica; sin embargo, ninguna de estas cantidades son observables directamente. Para comparar cualitativamente los resultados de este trabajo con las observaciones, se examinó si la fracción de cúmulos globulares que permanece asociada a su halo para un *redshift* dado, es función de la distancia al centro del cúmulo en ese *redshift* particular. La



**Fig. 2.7.:** Fracción de globulares asociados a su halo a  $z = 0$  como función de la mínima distancia al centro del cúmulo. Los puntos corresponden a los valores medianos y las barras de error verticales se obtuvieron utilizando la técnica de bootstrapping. Los símbolos y colores son los mismos de la figura 2.3.

Figura 8 muestra la mediana de la fracción de cúmulos globulares asociados con su halo como función de la distancia al centro del cúmulo para ambas poblaciones, azul y roja. Tipos de línea diferentes corresponden a diferentes rangos de *redshift*, promediados como se indica en las etiquetas. Se ve que los globulares asociados correlacionan con la distancia al centro del cúmulo para los tres rangos de *redshift* que se muestran. Como era de esperar, el efecto depende del *redshift*, siendo más fuerte a *redshift*  $z = 0$ . Aunque la fracción de cúmulos globulares que está asociada con su halo no es directamente un observable, estos resultados pueden ser comparados con lo encontrado por Coenda et al. (2009) quienes encuentran que la frecuencia específica de globulares azules ( $S_N$ ) en el cúmulo de galaxias de Virgo aumenta con la distancia de las galaxias al centro del cúmulo.



**Fig. 2.8.:** Medianas de la fracción de globulares azules y rojos que permanecen asociados a su halo como función de la distancia al centro del cúmulo a diferentes *redshifts*:  $z = 0.06$  (línea sólida),  $z = 0.23$  (línea de segmentos largos) y  $z = 0.43$  (línea de segmentos cortos). Los colores son los mismos de la figura 2.3.

## 2.6 Conclusiones

Utilizando una simulación numérica cosmológica de N-cuerpos que sigue la formación de un cúmulo de galaxias tipo Virgo se estudió el rol de las fuerzas de marea provocadas por el pozo de potencial del cúmulo en la evolución de las poblaciones azules y rojas de cúmulos globulares. A *redshift*  $z = 0$ , el cúmulo simulado tiene una masa virial  $M_{vir} = 1.71 \times 10^{14} M_{\odot} h^{-1}$ , que es comparable con la masa del cúmulo de Virgo. Se han seleccionado 38 halos de materia oscura con  $M_{vir} \geq 1.08 \times 10^{10} M_{\odot} h^{-1}$  que entraron al radio virial del cúmulo cuando la edad del universo era menor a 10 Gyr. Usando un perfil de Hernquist (1990), se han seleccionado al azar partículas trazadoras de la población de cúmulos globulares en cada halo de materia oscura, siguiendo el método descrito por Bullock y Johnston (2005) y Peñarrubia et al. (2008).

Se utilizó un procedimiento Monte Carlo para encontrar el parámetro que mejor reproduce los perfiles de densidad observados para las poblaciones azul y roja de cúmulos globulares. Los resultados pueden resumirse como sigue:

- Los cúmulos globulares azules son removidos más fácilmente que los rojos. Este es un resultado esperado que puede explicarse por la distribución espacial más extendida de los cúmulos globulares azules. La remoción de cúmulos globulares es un proceso continuo que aumenta con el paso sucesivo de los halos a través del centro del cúmulo. En promedio, los halos perdieron un 16 % de globulares rojos y un 29 % de globulares azules respectivamente, y por lo tanto, un número significativo de globulares pasa a formar parte del medio intracúmulo.
- Ninguno de los cúmulos globulares removidos es capturado por otros halos de la muestra.
- Analizando la fracción de cúmulos globulares que permanece ligada, se encontró que por lo menos un 30 % de globulares azules son removidos cuando los halos han orbitado el cúmulo de galaxias tres veces o más. Para aquellos halos que solo han completado una órbita, la fracción removida es del orden del 10 %.
- Se encontró una fuerte anticorrelación entre la fracción de globulares asociados a su halo y la distancia mínima al centro del cúmulo que tiene el halo durante su historia orbital. Los halos que cruzaron la zona central del cúmulo a menos de  $150 Kpc$  del centro durante su evolución temporal, pierden más del 40 % de su población de globulares azules, mientras que los halos que se mantienen alejados del núcleo del cúmulo, a distancias mayores a 300 Kpc, conservan más del 80 % de sus globulares.
- La fracción de globulares asociada a un halo en un tiempo dado correlaciona con la distancia al centro del cúmulo. El efecto depende del *redshift*, siendo más fuerte a  $z = 0$ . Este resultado concuerda con resultados observacionales (ver Forbes et al. (1997) y Coenda et al. (2009)).

- La pendiente del perfil de densidad de los sistemas de cúmulos globulares se vuelve levemente más empinada inmediatamente después de que los halos caen en el cúmulo de galaxias. De ahí en adelante, esta pendiente permanece casi constante, independientemente de la evolución del halo anfitrión. Este resultado sugiere que el perfil de densidad de los cúmulos globulares permanece casi igual durante la evolución temporal de los halos, lo que concuerda con las ideas sugeridas por Coenda et al. (2009)

Estos resultados confirman que la remoción de cúmulos globulares producida por el campo de marea del cúmulo de galaxias es un proceso eficiente que puede resultar en una pérdida significativa de la población original de cúmulos globulares. La magnitud del efecto depende de la historia dinámica de cada galaxia. Este fenómeno actúa preferentemente en la población de globulares azules, por lo que se espera que los cúmulos globulares intracúmulo sean principalmente azules.

# Cúmulos globulares

## intracúmulo

### 3.1 Resumen

Los resultados presentados en el capítulo 2 establecen que una fracción importante, del orden del 16 % para los cúmulos globulares rojos y del 29 % para los azules, puede ser removida de las galaxias que orbitan un cúmulo de galaxias debido a fuerzas de marea. En este capítulo se estudió el destino final de esta población de globulares que son removidos y pasan a formar parte del medio intracúmulo.

Utilizando la simulación numérica cosmológica descrita en 2.3 y la técnica descrita en el anexo A, se seleccionaron poblaciones de globulares para 625 halos que en algún instante cruzaron el radio virial del cúmulo. A cada partícula seleccionada se le asignó una masa en base a una relación empírica entre la masa total de un halo y su masa de cúmulos globulares. Se construyeron los mapas de densidad numérica superficial para las poblaciones removidas rojas y azules. Se estimó la evolución temporal en masa de los cúmulos globulares intracúmulo, su perfil de densidad y la dispersión de velocidades en función de la distancia al centro del cúmulo. La masa total de globulares intracúmulo obtenida fue aproximadamente de  $7 \times 10^8 M_{\odot}$ , que corresponde a un  $\sim 60\%$ <sup>1</sup> de la masa total de globulares en el cúmulo. Tal como concluyó en el capítulo 2, la población de cúmulos globulares intracúmulo está dominada por los globulares azules ya que en *redshift*  $z = 0$ , solo un  $\sim 40\%$  de la masa de cúmulos globulares intracúmulo corresponde a globulares rojos.

---

<sup>1</sup>Se debe tener en cuenta que en esta muestra se incluyen los halos que se fusionaron con el pozo de potencial central del cúmulo y que por lo tanto entregaron el 100 % de sus globulares al medio intracúmulo. De ahí la aparente discrepancia entre este valor y los obtenidos en el capítulo 2

## 3.2 Introducción

Como se ha establecido en el capítulo 1, el medio intracúmulo no solo contiene materia oscura y gas caliente ya que las fuerzas de marea pueden remover material galáctico, que queda ligado gravitacionalmente al potencial global del cúmulo en lugar de a una galaxia individual. El estudio de este material provee información importante respecto a la dinámica de los cúmulos de galaxias.

El material removido puede ser de diversa índole; tal como se ha señalado en la sección 1.1, las estrellas que son removidas de sus galaxias pueden ser observadas en los cúmulos como una luz difusa (Mihos et al., 2005; Feldmeier et al., 2002; Gregg y West, 1998), siendo la mayor dificultad de estos estudios el bajo brillo superficial de esta componente estelar (ver 1.1.2). En el caso del cúmulo de Virgo, se han logrado identificar estrellas gigantes rojas individualmente. Durrell et al. (2002) utilizaron datos obtenidos con el telescopio espacial Hubble de dos campos en el cúmulo de Virgo para realizar conteos de estrellas. Estos autores encontraron un exceso de objetos con magnitudes aparentes fotométricas en la banda  $I > 27$ , que lo atribuyen a una población intracúmulo de estrellas de la rama de las gigantes rojas. En los cúmulos más cercanos también se han observado nebulosas planetarias en el medio intracúmulo (Méndez et al., 1997; Gerhard et al., 2007).

En la sección 1.1 se planteó que, debido a que se trata de una de las componentes bariónicas más extendidas de las galaxias, se espera que los cúmulos globulares sean especialmente propensos a ser removidos por fuerzas de marea. R. E. White I. (1987) fue uno de los primeros autores en conjeturar la existencia de los cúmulos globulares intracúmulo. En el capítulo 2 se describió diversa evidencia observacional y teórica que respalda esta hipótesis, y se presentaron resultados que permiten concluir que la remoción de globulares es un proceso eficiente dentro de un cúmulo. Sin embargo, las observaciones directas de los cúmulos globulares intracúmulo son algo escasas.

Williams et al. (2007) utilizaron datos de la *Advanced Camera for Surveys (ACS)* del telescopio espacial Hubble para analizar una región del cúmulo de Virgo, encontrando 4 candidatos a cúmulos globulares intracúmulo. Lee et al. (2010) utilizaron datos del

*Sloan Digital Sky Survey*(SDSS, York et al. (2000)) para seleccionar fuentes puntuales como candidatos a globulares en el cúmulo de Virgo basándose en su color. Obtuvieron además los mapas de densidad superficial y los perfiles de densidad numérica proyectada de globulares azules y rojos, estimando que en el área estudiada hay cerca de 11900 cúmulos globulares intracúmulo en total. Peng et al. (2011) identificaron globulares en el cúmulo de Coma, encontrando un total de  $\sim 47000$  globulares intracúmulo dentro de un radio de  $520 \text{ kpc}$  del centro del cúmulo. Estimaron además que los cúmulos globulares intracúmulo representan entre un 30 % y un 45 % del total de globulares del cúmulo. Utilizando datos de la cámara ACS, West et al. (2011) confirmaron la presencia de cerca de 1300 globulares que aparentemente no están ligados a una galaxia en particular en el cúmulo Abell 1185.

D'Abrusco et al. (2016) encontraron una estructura asimétrica de globulares que une los sistemas de cúmulos globulares de NGC 1399, la galaxia central del cúmulo de Fornax, con algunas de las galaxias más cercanas. Lee y Jang (2016) identificaron cúmulos globulares y galaxias ultracompactas enanas en el cúmulo Abell 2744, encontrando  $\sim 1.7 \times 10^6$  globulares intracúmulo. Estos autores construyeron el perfil de densidad numérica proyectada de estos objetos, y encuentran que los cúmulos globulares intracúmulo presentan una distribución más concentrada hacia el centro que la distribución de galaxias.

Desde el punto de vista teórico, Yahagi y Bekki (2005) utilizaron una simulación cosmológica de N-cuerpos y seleccionan al azar dentro de los halos galácticos partículas de materia oscura como globulares. Identificaron los globulares que son removidos de sus halos, encontrando que cerca de un 30 % de los globulares de un cúmulo de galaxias corresponde a cúmulos globulares intracúmulo y que un pequeño porcentaje de los globulares removidos quedan también fuera de los límites del radio virial de los cúmulos (globulares intercúmulo). Bekki y Yahagi (2006) obtuvieron resultados similares, encontrando que los cúmulos globulares intracúmulo representan entre un 20 % y un 40 % del total de globulares en el cúmulo. Estos autores además calcularon el perfil de densidad de los globulares intracúmulo, concluyendo que este es más empinado que el perfil de densidad de la materia oscura.



Utilizando una simulación numérica cosmológica de N-cuerpos, se han estudiado las poblaciones de globulares intracúmulo roja y azul en un cúmulo de galaxias tipo Virgo. La sección 3.3 describe la metodología utilizada para describir las poblaciones de cúmulos globulares intracúmulo. En la sección 3.4 se presentan los resultados obtenidos y en la sección 3.5 se resumen los resultados principales y las conclusiones.

## 3.3 Métodos

Para abordar el estudio de las poblaciones de cúmulos globulares intracúmulo se utilizó la misma simulación descrita en el capítulo 2 (ver sección 2.3 y Ludlow et al. (2010)). Con el fin de describir correctamente la población de globulares en el medio intracúmulo, es necesario considerar una muestra completa de halos, cuyos criterios de selección son descritos en 3.3.1. Se utilizó la técnica de selección de las partículas trazadoras de la población de cúmulos globulares descrita en el capítulo 2 (ver Anexo A). Se debe notar que esta técnica no asigna a las partículas seleccionadas un valor numérico que indique la cantidad de globulares (o su equivalente en masa) que está representando. El estudio presentado en el capítulo 2 evita esta dificultad teniendo en cuenta solamente las fracciones de globulares que fueron removidos de cada halo. En este capítulo fue necesario analizar partículas seleccionadas como trazadoras de los sistemas de globulares provenientes de distintos halos, por lo que se hizo necesario asignar una “masa de cúmulo globular” a cada partícula seleccionada. El método utilizado para este propósito es descrito en la sección 3.3.2

### 3.3.1 Selección de la muestra

La muestra de cúmulos globulares seleccionados para el estudio que se presentó en el capítulo 2, se basó en varios criterios restrictivos. Se consideraron solo aquellos halos que 1) fueron identificados como estructuras individuales a *redshift*  $z = 0$  (es decir que no se habían fusionado con el pozo de potencial central a un *redshift* anterior); 2) entraron al cúmulo (es decir que cruzaron el radio virial del mismo) cuando la edad del universo era menor a 10 Gyr; 3) no se encontraban distorsionados

en el momento de la selección (ver 2.4). Dado que el objetivo en este capítulo es estudiar la población de cúmulos globulares que fueron removidos de su halo y que eventualmente cualquier halo podría aportar globulares al medio intracúmulo, se debió considerar una muestra más completa.

En la muestra nueva se consideraron todos los halos que cruzaron el radio virial del cúmulo, incluyendo también aquellos halos para los que el tiempo de selección  $t_{in} > 10 \text{ Gyr}$ , los que fueron destruidos por fuerzas de marea y los que se encontraban distorsionados al momento de la selección de globulares. La única restricción que se impuso a la muestra fue que al tiempo  $t_{in}$  los halos tuvieran más de 200 partículas. Este límite es el mínimo necesario para que sea posible seleccionar más de 10 partículas trazadoras de cúmulos globulares. La muestra quedó conformada por 625 halos, cuyas masas al cruzar el cúmulo cumplían con  $M_{vir} \geq 1.08 \times 10^{10} M_{\odot} h^{-1}$ .

### 3.3.2 Masa de las partículas de cúmulos globulares

Para asignar masa a las partículas seleccionadas como trazadoras de los sistemas de cúmulos globulares, se utilizaron resultados observacionales obtenidos por Harris et al. (2015). Estos autores utilizaron el catálogo de Harris et al. (2013), que compila mediciones de la masa total  $M_{vir}$  de 419 galaxias y su respectiva masa en cúmulos globulares  $M_{GCs}$ , para analizar la correlación que existe entre estas dos cantidades, considerando por separado los sistemas de globulares rojos y azules. Encontraron que la masa total de ambos sistemas de globulares se ajustan bien a la función

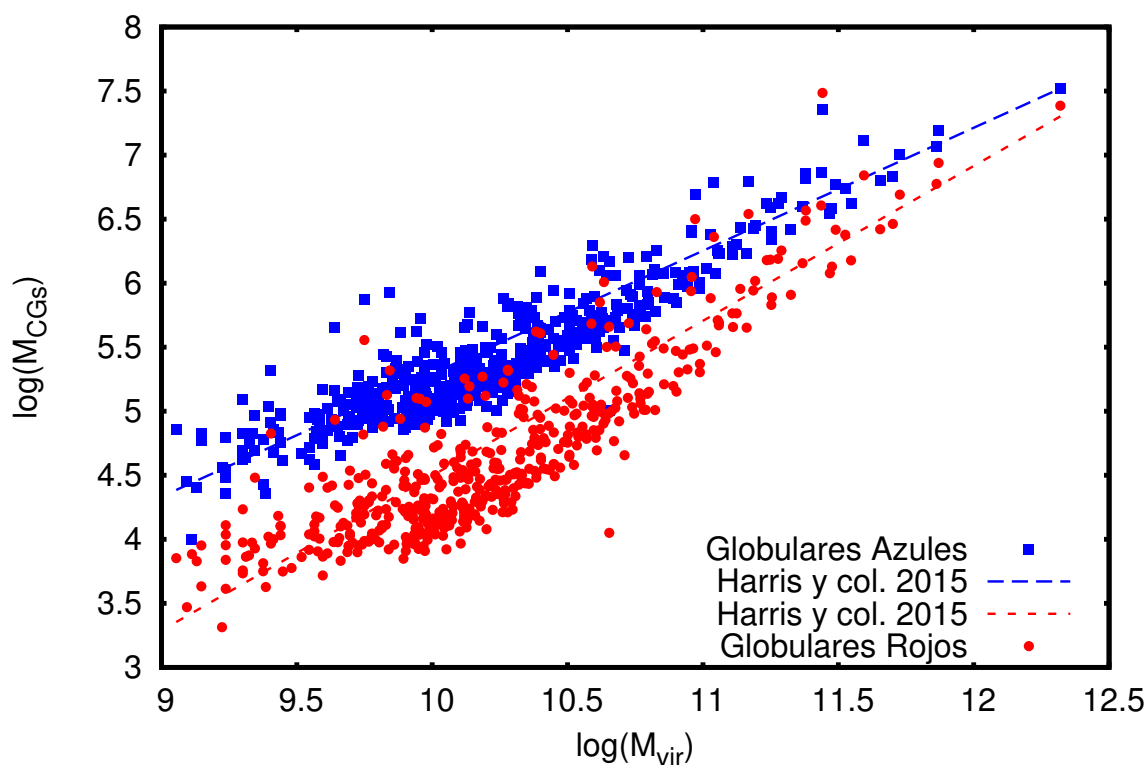
$$M_{GCs} = aM_{vir}^b \quad (3.1)$$

con  $a = 10^{-4.3}$  ( $a = 10^{-7.6}$ ) y  $b = 0.96$  ( $b = 1.21$ ) para los globulares azules (rojos).

En el instante de la selección de globulares, se asumió que  $M_{GCs}$  y  $M_{vir}$  seguían la misma forma funcional antes descrita y se la utilizó para asignar masa a las partículas trazadoras de cúmulos globulares. Los valores de  $a$  y  $b$  se eligieron de modo tal que

a *redshift*  $z = 0$  la masa de globulares que permanece ligada al halo cumpliera la correlación descrita por Harris et al. (2015).

La figura 3.1 muestra la masa total del sistema de cúmulos globulares en función de la masa de su halo en *redshift*  $z = 0$  para los 488 halos de la muestra que no fueron destruidos por el potencial del cúmulo. Las rectas corresponden a la correlación propuesta por Harris et al. (2015).



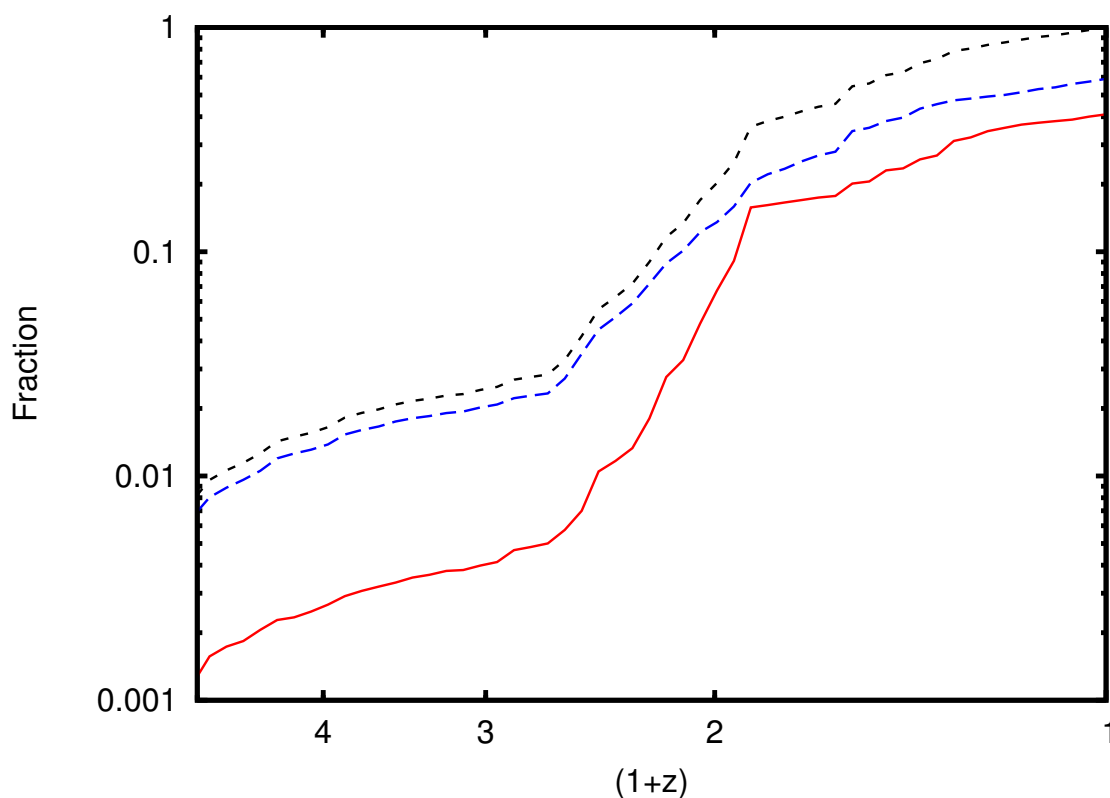
**Fig. 3.1.:** Masa total, a *redshift*  $z=0$ , de los sistemas de globulares azules (cuadrados azules) y rojos (círculos rojos) como función de la masa del halo al que pertenecen. Las líneas discontinuas representan el modelo propuesto por Harris et al. (2015)

## 3.4 Resultados

Para determinar si una partícula trazadora de un sistema de cúmulos globulares continuaba asociada a su halo o fue removida, se utilizó una variación del criterio espacial presentado en la sección 2.4. Para un tiempo determinado  $t$  se consideraron

aquellas partículas cuya distancia al centro del halo era mayor que la distancia definida por la partícula más lejana identificada por SUBFIND. Si esta condición se mantenía en los dos *snapshots* sucesivos y a *redshift*  $z = 0$ , se asumió que esas partículas pasaron a formar parte de la población intracúmulo<sup>2</sup> en el tiempo  $t$ .

En la figura 3.2 se muestra la masa de las poblaciones de cúmulos globulares intracúmulo (normalizada a la masa total de globulares intracúmulo a *redshift*  $z = 0$ ) en función del *redshift* para las poblaciones roja, azul y total (curvas roja, azul y negra respectivamente). Se observa que a *redshift*  $z \sim 2$  el medio intracúmulo ya contaba con el 50% de la masa que alcanzaría a *redshift*  $z = 0$ . Los globulares azules dominan la población de cúmulos globulares intracúmulo en todo el rango de *redshifts*; en *redshift*  $z = 0$  estos representan aproximadamente el 60% del total de globulares en el medio intracúmulo.

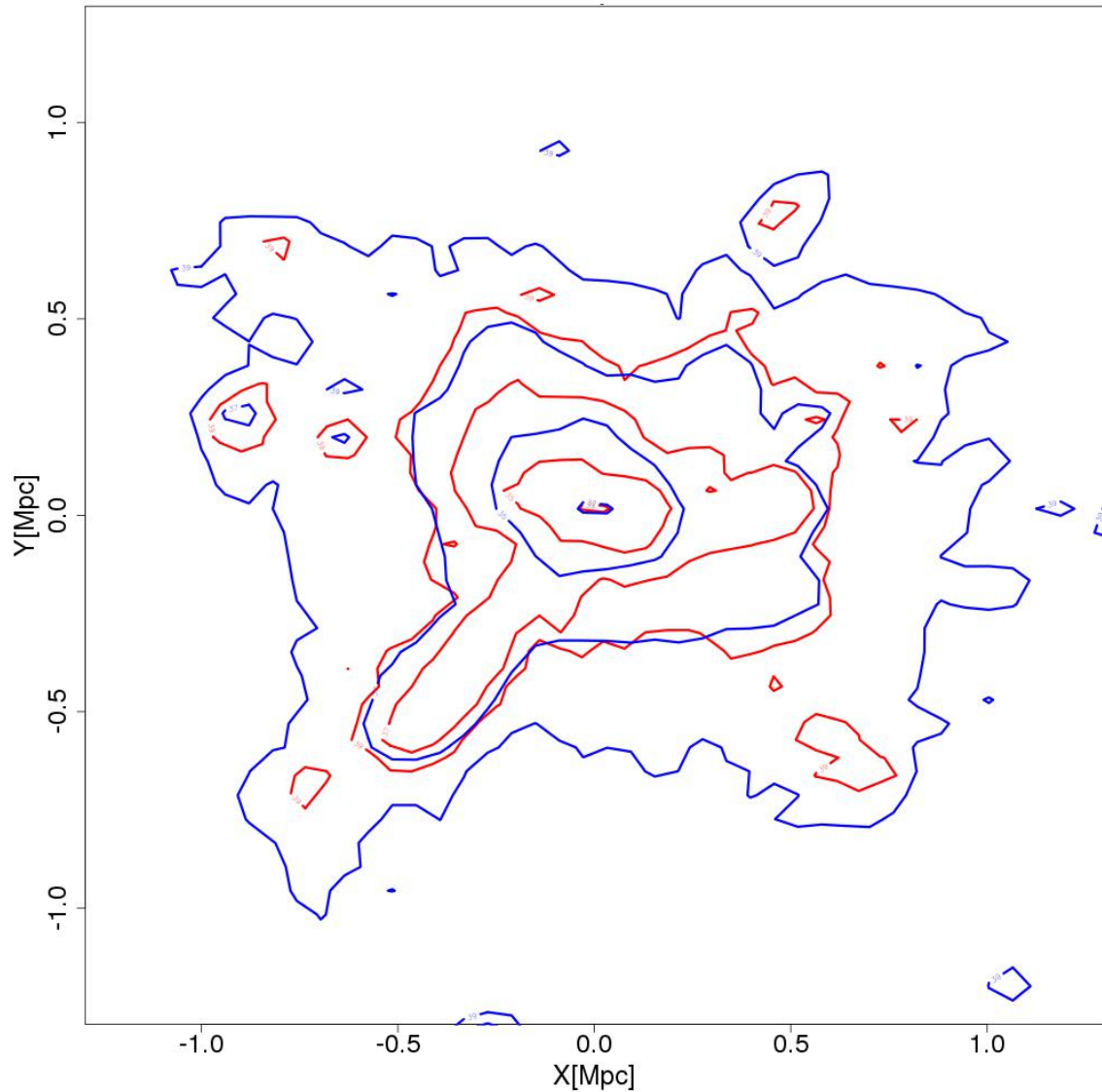


**Fig. 3.2.:** Evolución temporal de la masa de cúmulos globulares intracúmulo, normalizada a la masa total de cúmulos globulares intracúmulo a *redshift*  $z = 0$

<sup>2</sup>A lo largo de este trabajo no se hicieron diferencias entre la población de globulares intracúmulo y aquella que es capturada por la galaxia central pasando a formar parte de su halo extendido

La figura 3.3 muestra los isocontornos de densidad para las poblaciones de cúmulos globulares intracúmulo rojos y azules. Los niveles son iguales para ambas poblaciones y corresponden desde dentro hacia afuera a  $5.77 \times 10^9 M_{\odot} \text{Mpc}^{-2}$ ,  $3.64 \times 10^8 M_{\odot} \text{Mpc}^{-2}$ ,  $5.77 \times 10^7 M_{\odot} \text{Mpc}^{-2}$  y  $9.13 \times 10^6 M_{\odot} \text{Mpc}^{-2}$ , respectivamente. Asumiendo una razón masa luminosidad constante en la banda fotométrica V de  $2M_{\odot}/L_{\odot,V}$  (Harris et al., 2013), estos niveles corresponden en brillo superficial a  $\mu_V = 33 \text{mag arcsec}^{-2}$ ,  $\mu_V = 35 \text{mag arcsec}^{-2}$ ,  $\mu_V = 37 \text{mag arcsec}^{-2}$  y  $\mu_V = 39 \text{mag arcsec}^{-2}$ , respectivamente. Estos valores están varias magnitudes por debajo de los típicos para la luz intracúmulo difusa (ver 1.1), pero se debe notar que a diferencia de lo que ocurre con las estrellas que conforman la luz intracúmulo, la luz de los cúmulos globulares intracúmulo no es difusa y cada objeto puede identificarse individualmente al menos en los cúmulos más cercanos (ver 1.2). Asumiendo que tanto los globulares azules como rojos tienen una masa promedio de  $2 \times 10^5 M_{\odot}$  (Brodie y Strader, 2006) se obtiene que a un radio aproximado de  $0.5 \text{ Mpc } h^{-1}$  la densidad numérica es  $289 \text{Mpc}^{-2} h^2$  y  $46 \text{Mpc}^{-2} h^2$  para los globulares azules y rojos respectivamente, indicando que los globulares azules parecen tener una distribución espacial más extendida que los rojos en el medio intracúmulo.

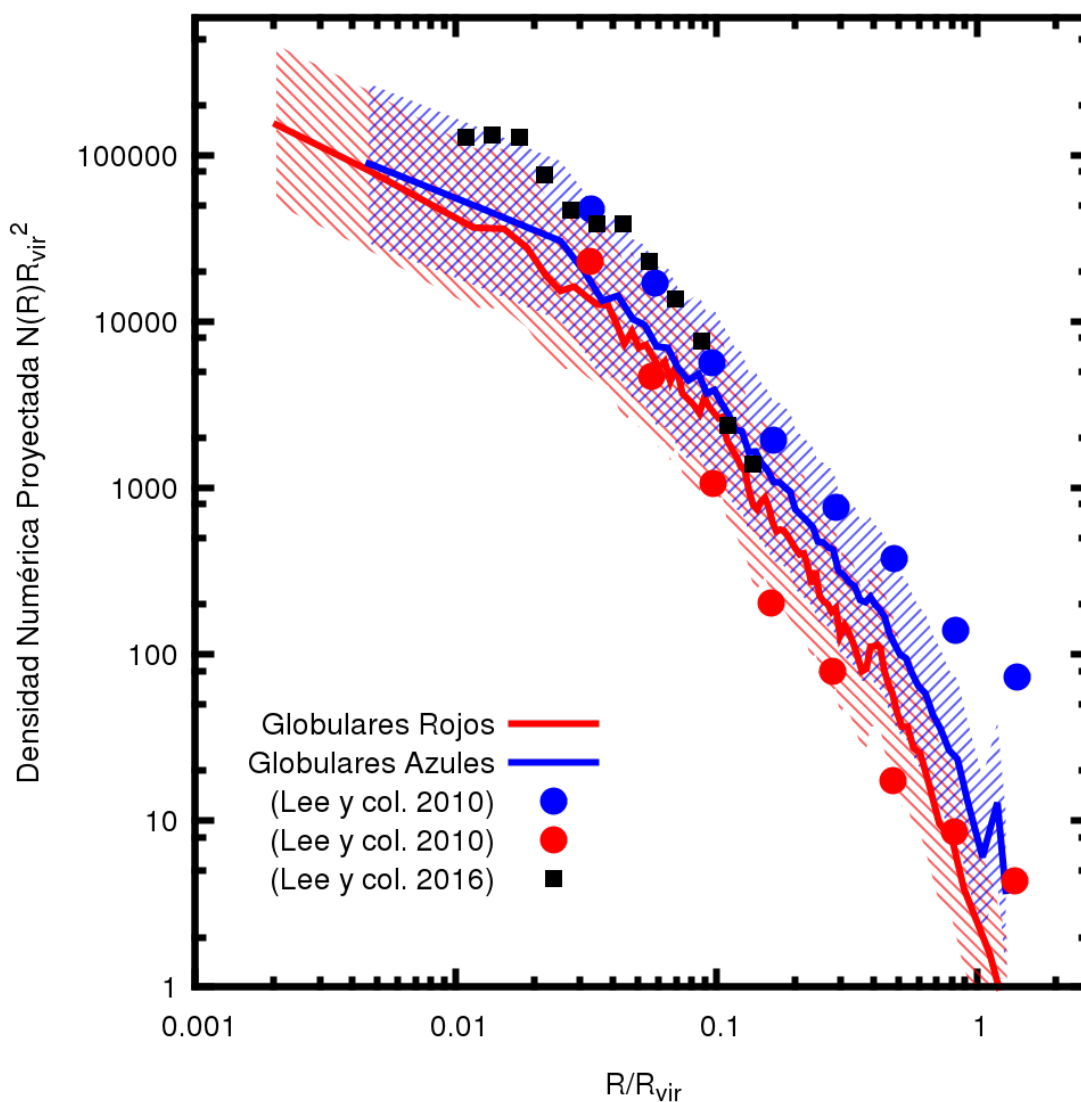
La figura 3.4 muestra la densidad numérica proyectada de globulares (asumiendo que la masa promedio de los globulares es  $\sim 2 \times 10^5 M_{\odot}$ , Brodie y Strader (2006)) como función de la distancia proyectada al centro del cúmulo  $R$  normalizada al radio virial  $R_{vir}$ . La línea continua azul (roja) representa el perfil de densidad de los globulares azules (rojos) en la simulación. Con el mismo código de colores, los círculos representan la densidad numérica de globulares medida por Lee et al. (2010). Los cuadrados negros corresponden a la densidad numérica medida por Lee y Jang (2016) en el cúmulo Abell 2744, que incluye globulares y galaxias ultracompactas enanas. Los tamaños de estos cúmulos para la normalización del radio en función del radio virial fueron obtenidos de Karachentsev y Nasonova (2010) y Eckert et al. (2015). Se puede notar el buen acuerdo que hay entre los resultados obtenidos con la simulación y las observaciones de estos dos cúmulos.



**Fig. 3.3.:** Isocontornos de la densidad de globulares en el medio intracúmulo. Los niveles corresponden, desde el centro hacia afuera, a  $5.77 \times 10^9 M_{\odot} \text{Mpc}^{-2}$ ,  $3.64 \times 10^8 M_{\odot} \text{Mpc}^{-2}$ ,  $5.77 \times 10^7 M_{\odot} \text{Mpc}^{-2}$  y  $9.13 \times 10^6 M_{\odot} \text{Mpc}^{-2}$ , tanto para los globulares rojos (líneas rojas) como los azules (líneas azules)

El perfil de densidad numérica de globulares azules de la figura 3.4 confirma lo que se deducía de los isocontornos de la figura 3.3, los globulares intracúmulo azules tienen una distribución más extendida con respecto al centro del cúmulo que los globulares rojos. Las mediciones de Lee et al. (2010) apuntan en la misma dirección, siendo esta diferencia en los perfiles aún más notoria para radios grandes. Una posible explicación para esta tendencia es que los globulares azules, al tener una distribución

espacial más extendida dentro de sus halos (ver 2.2) comienzan a ser removidos desde radios mayores, mientras que los globulares rojos solo son removidos de sus halos cuando pasan por la región central del cúmulo, donde las fuerzas de marea son más intensas.



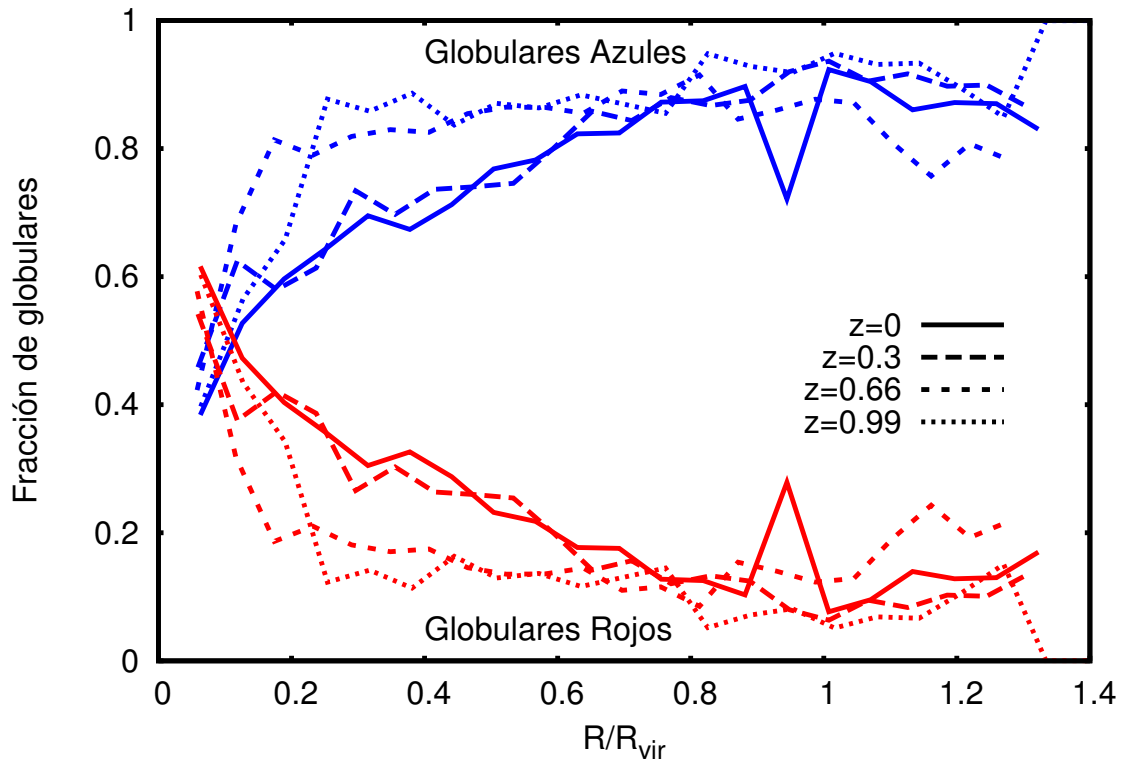
**Fig. 3.4.:** Densidad numérica de globulares proyectada como función de la distancia proyectada  $R$  al centro del cúmulo normalizada al radio virial  $R_{vir}$ . Las líneas rojas y azules corresponden respectivamente a las poblaciones de globulares rojos y azules de la simulación. Los círculos rojos y azules corresponden a la densidad numérica de globulares rojos y azules medida por Lee et al. (2010) para el cúmulo de Virgo. Los cuadrados negros representan la densidad de cúmulos globulares más galaxias ultracompactas enanas en el cúmulo Abell 2744 medida por Lee y Jang (2016).

La figura 3.5 compara la fracción de globulares rojos y azules en función del radio para distintos redshifts. Las líneas azules corresponden a la fracción de globulares azules en función de la distancia proyectada al centro del cúmulo  $R$  normalizada al radio virial  $R_{vir}$  para distintos *redshift*. En este gráfico, la fracción de cúmulos globulares rojos (líneas rojas) corresponde al complemento de las curvas azules. Se observa que para radios pequeños los globulares azules y rojos se encuentran en la misma proporción. A medida que aumenta el radio, aumenta el porcentaje de globulares azules en el medio intracúmulo. Para *redshift*  $z = 0$ , a un radio  $R = 0.8R_{vir}$  más de 80 % de los globulares intracúmulo son azules. A *redshift*  $z > 0.66$  este efecto es aún más dramático, a un radio  $R = 0.2R_{vir}$  solo un 20 % de los globulares intracúmulo son rojos. La evolución de estas curvas con el redshift también puede ser explicada en función del argumento planteado en el párrafo anterior. A *redshift* alto, cuando el cúmulo era menos masivo, los globulares rojos solo eran removidos cuando los halos pasaban muy cerca del centro; a medida que el cúmulo ganó masa y aumentó el pozo de potencial, los globulares rojos comenzaron a ser removidos a radios mayores.

La figura 3.6 muestra la dispersión total de velocidades en función de la distancia al centro del cúmulo  $r$  para la materia oscura (línea negra) y las poblaciones de cúmulos globulares azules y rojos (líneas azul y roja respectivamente) en el medio intracúmulo. Se observa que cerca del centro la dispersión de velocidades de la materia oscura es cercana a  $1100 \text{ km s}^{-1}h^{-1}$ , mientras que para los globulares intracúmulo este valor decrece a  $\sim 900 \text{ km s}^{-1}h^{-1}$ . En el caso de la población de cúmulos globulares intracúmulo azules, esta diferencia de  $\sim 200 \text{ km s}^{-1}h^{-1}$  se mantiene al crecer la distancia  $r$ , mientras que para la población roja esta diferencia aumenta aun más con la distancia al centro del cúmulo.

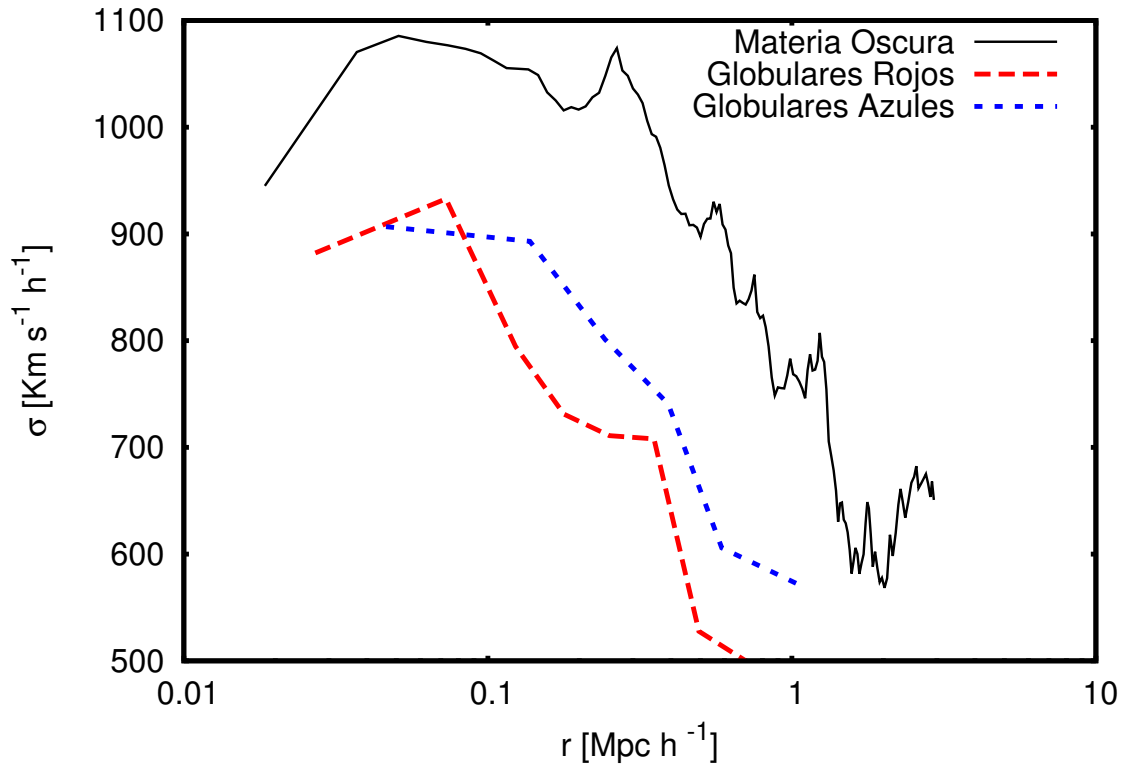
Si los globulares del medio intracúmulo provinieran indistintamente de cualquier halo galáctico, se esperaría que en la figura 3.6 las curvas correspondientes a los globulares trazaran la de la materia oscura. Pero como se ha visto en el capítulo 2, la eficiencia de las remociones de globulares debido a fuerzas de marea depende fuertemente de la historia orbital de los halos. En particular, aquellos halos que pasan por las regiones centrales del cúmulo tienden a perder una fracción mayor de globulares. Por





**Fig. 3.5.:** Fracción de cúmulos globulares azules y rojos en el medio intracúmulo en función de la distancia al centro del cúmulo normalizada al radio virial para distintos *redshifts*

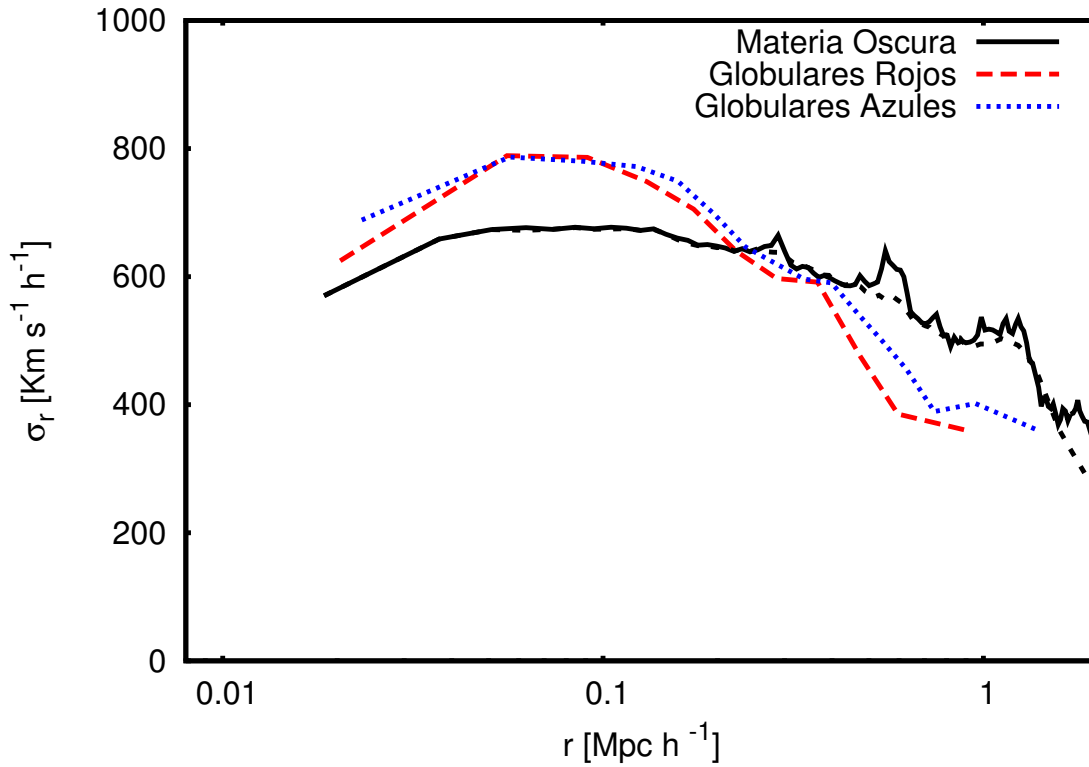
este motivo, se espera que los globulares intracúmulo provengan principalmente de halos con órbitas preferentemente radiales. La figura 3.7 muestra la dispersión de velocidades en la componente radial  $\sigma_r$  como función de la distancia al centro del cúmulo  $r$  para la materia oscura (línea negra) y los globulares azules y rojos (líneas azul y roja, respectivamente). En este caso, las dispersiones de velocidades radiales de las poblaciones azules y rojas sí se asemejan a las de la materia oscura, siendo incluso mayores en la región central. Este resultado sustenta la hipótesis señalada anteriormente de que los globulares intracúmulo provienen de halos con órbitas que tienden a ser radiales, por lo que presentan dispersiones de velocidades radiales comparables con las del cúmulo pero dispersiones de velocidades totales mucho menores, debido a componentes tangenciales más bajas.



**Fig. 3.6.:** Dispersión de velocidades  $\sigma$  en *redshift*  $z = 0$  como función de la distancia al centro del cúmulo  $r$  para los globulares intracúmulo azules (línea azul), rojos (línea roja) y las partículas de materia oscura (línea negra)

### 3.5 Conclusiones

Se estudiaron las características de las poblaciones roja y azul de cúmulos globulares intracúmulo. Para ello se utilizó la simulación numérica cosmológica de N-cuerpos descrita en el capítulo 2 (ver Ludlow et al. (2010)), que sigue la formación y evolución de un halo de materia oscura que a *redshift*  $z = 0$  tiene una masa similar a la del cúmulo de Virgo ( $M_{vir} = 1.71 \times 10^{14} M_{\odot} h^{-1}$ ,  $R_{vir} = 1.1 \text{ Mpc } h^{-1}$ ). Se aplicó la técnica descrita en el anexo A (ver Bullock y Johnston (2005)) a una muestra de 625 halos de materia oscura, que corresponde a la totalidad de halos que cruzan el radio virial del cúmulo con  $M_{vir} \geq 1.08 \times 10^{10} M_{\odot} h^{-1}$ . Se utilizaron los resultados observacionales descritos por Harris et al. (2015) para asignar masa a las partículas trazadoras de las poblaciones de cúmulos globulares. Los resultados pueden resumirse como sigue:



**Fig. 3.7.:** Dispersión de velocidades en la componente radial  $\sigma_r$  en *redshift*  $z = 0$  como función de la distancia al centro del cúmulo  $r$  para los globulares intracúmulo azules (línea azul), rojos (línea roja) y las partículas de materia oscura (línea negra)

- Se obtuvo una masa total de cúmulos globulares intracúmulo de  $\sim 7 \times 10^8 M_\odot h^{-1}$  en *redshift*  $z = 0$ . Como se esperaba de los resultados planteados en el capítulo 2, esta población está dominada por los globulares azules debido a que son más numerosos y más fácilmente removidos de sus halos. A *redshift*  $z = 0$  un 60% de los cúmulos globulares intracúmulo corresponde a globulares azules.
- La densidad numérica proyectada de globulares intracúmulo es comparable con las observaciones realizadas por Lee et al. (2010) y Lee y Jang (2016) para los cúmulos de Virgo y Abell 2744, respectivamente. A un radio de  $0.5 \text{ Mpc} h^{-1}$  la densidad numérica es  $289 \text{ Mpc}^{-2}$  y  $46 \text{ Mpc}^{-2}$  para los globulares azules y rojos, respectivamente.

- La distribución espacial de las poblaciones roja y azul de globulares intracúmulo presenta diferencias; los globulares azules tienen una distribución con respecto al centro del cúmulo más extendida que los rojos. Esto puede deberse a que los globulares rojos, al ser más difíciles de remover, solo son afectados por fuerzas de marea cuando sus halos pasan por las regiones centrales del cúmulo.
- La dispersión de velocidades para los globulares intracúmulo es consistentemente menor que para la materia oscura en cualquier radio, siendo este efecto aún más marcado para los globulares rojos. Esta discrepancia desaparece si se considera solamente la componente radial de la velocidad. Estos resultados soportan la idea de que los globulares provienen principalmente de halos con órbitas más radiales y que, por la misma razón, pasan más cerca del centro del cúmulo durante sus órbitas.

Los resultados de este estudio muestran un buen acuerdo con las observaciones disponibles para cúmulos cercanos. Tal como se esperaba, los globulares azules dominan la población de cúmulos globulares intracúmulo. De los resultados obtenidos se puede esperar que un cúmulo similar a Virgo contenga más de 1000 globulares en el medio intracúmulo, lo que convierte a estos objetos en una alternativa interesante al estudio de la luz intracúmulo difusa.

# Conclusiones

En este trabajo se han investigado las poblaciones de cúmulos globulares en un cúmulo de galaxias focalizando en dos problemas complementarios. En primer lugar se ha estudiado el impacto que tienen las fuerzas de marea producidas por el pozo de potencial del cúmulo sobre las galaxias que lo orbitan, utilizando los sistemas de cúmulos globulares como trazadores de la remoción de materia de la galaxia. En segundo lugar, se estudio la distribución de cúmulos globulares que fueron removidos de sus galaxias pasando a formar parte del medio intracúmulo.

Para llevar a cabo estos estudios, se utilizó una simulación numérica cosmológica de materia oscura solamente que sigue la formación y evolución de un halo de materia oscura de masa y tamaño similar al cúmulo de Virgo. Dado que la simulación sigue la evolución exclusivamente de partículas de materia oscura, fue necesario utilizar una técnica que permitió seleccionar partículas de materia oscura como trazadoras de las poblaciones azul y roja de cúmulos globulares de los halos galácticos de la simulación. Los resultados principales fueron los siguientes:

- Considerando una muestra de 38 halos que a *redshift*  $z = 0$  poseen masa mayor a  $10^{10} M_{\odot}$ , se obtuvo que en promedio estos pierden un 16 % de sus cúmulos globulares rojos y un 29 % de sus cúmulos globulares azules. El hecho de que las fuerzas de marea afecten en mayor medida a la población azul de cúmulos globulares se debe a su distribución espacial más extendida que su contraparte roja.
- El porcentaje de cúmulos globulares que son removidos depende principalmente de la historia orbital de las galaxias. Aquellas que pasen más cerca de la región central del cúmulo serán más propensas a perder globulares, debido a que las fuerzas de marea son más intensas en esas regiones. Por este mismo motivo, se encontró una fuerte correlación entre la fracción de globulares que son removidos de sus galaxias y el número de pasajes pericéntricos de estas. Aquellas

galaxias que han tenido más pasajes por la región central del cúmulo pierden una fracción mayor de sus cúmulos globulares.

- Estos resultados prueban que la remoción de globulares es un proceso eficiente y que afecta principalmente a la población de globulares pobres en metales (azules). Es de esperar entonces que las galaxias que actualmente se observan en los cúmulos de galaxias, hayan perdido una fracción no despreciable de sus cúmulos globulares.
- Se consideró una muestra completa de todos los halos que cruzan el radio virial del cúmulo con una masa superior a  $10^{10}M_{\odot}$  y se seleccionaron globulares para estudiar las poblaciones de cúmulos globulares intracúmulo. Se utilizaron resultados observacionales para asignar masa a las partículas seleccionadas como globulares.
- Se obtuvo que la masa total de cúmulos globulares en la simulación que forman parte del medio intracúmulo o fueron capturados por la galaxia central fue de  $\sim 7 \times 10^8 M_{\odot}$ . Asumiendo una masa promedio de los globulares de  $2 \times 10^5 M_{\odot}$ , esta masa corresponde a  $\sim 3500$  globulares, de los cuales un 60 % corresponde a globulares azules.
- Los mapas de densidad numérica superficial y los perfiles de densidad numérica proyectada indican que los cúmulos globulares rojos presentan una distribución más concentrada hacia el centro de halo. Este efecto ha sido observado en el cúmulo de Virgo.
- Los perfiles de densidad numérica obtenidos concuerdan con las observaciones realizadas en el cúmulo de Virgo y en Abell 2744.
- Según los resultados de este estudio, se esperaría que en las velocidades de los cúmulos globulares intracúmulo predomine la componente radial. Esto se debe a que los cúmulos globulares son removidos preferentemente de aquellos halos que pasan por las regiones centrales del cúmulo.

Estos resultados muestran que las fuerzas de marea ejercen un rol fundamental en la evolución de los sistemas de globulares de las galaxias que orbitan un cúmulo. Sumado a esto, las fuerzas de marea proveen al medio intracúmulo de globulares, convirtiéndose estos objetos en una alternativa fiable al estudio de la luz intracúmulo difusa. A futuro, la aplicación de la misma técnica utilizada en este trabajo a una simulación cosmológica de N-cuerpos con hidrodinámica permitiría una comparación más directa de los resultados con las observaciones.

# Selección de sistemas de cúmulos globulares

En este anexo se describe la técnica utilizada para seleccionar partículas de materia oscura como trazadoras de las poblaciones de cúmulos globulares. Ésta fue descrita por Bullock y Johnston (2005) y Peñarrubia et al. (2008), quienes la aplicaron en una simulación numérica cosmológica de materia oscura solamente para seleccionar partículas que tracen la población estelar de las galaxias simuladas.

La técnica permite seleccionar un subconjunto de partículas de un halo de modo que estas formen un subsistema en equilibrio. Para ello se hace uso de algunos conceptos de la dinámica de sistemas no colisionales que son revisados en la sección A.1. La técnica como tal se describe en la sección A.2.

## A.1 Dinámica de sistemas no colisionales

La función distribución de un sistema,  $f$ , se define como la densidad de probabilidad de encontrar a una partícula en un punto del espacio de posiciones y velocidades  $(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ . Es decir, la cantidad  $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})d\mathbf{x}d\mathbf{v}$  expresa la probabilidad de encontrar una partícula con posición entre  $\mathbf{x}$  y  $\mathbf{x} + d\mathbf{x}$  y velocidad entre  $\mathbf{v}$  y  $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$ .

En un sistema no colisional en estado de equilibrio, la función distribución  $f$  cumple con la ecuación de Boltzmann no colisional:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{\mathbf{q}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{q}} + \dot{\mathbf{p}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = 0, \quad (\text{A.1})$$

donde  $\mathbf{q}$  y  $\mathbf{p}$  son respectivamente las coordenadas generalizadas de posición y momento.



El teorema de Jeans señala que una función que dependa de  $(\mathbf{q}, \mathbf{p})$  solo a través de integrales de movimiento, será solución de la ecuación de Boltzmann. Una función distribución  $f(E)$  que dependa solo de la energía  $E$  es llamada función distribución ergódica y describe un sistema isotrópico. El perfil de densidad de un sistema puede ser obtenido integrando la función distribución en el espacio de las velocidades:

$$\rho(\mathbf{x}) = m \int d^3\mathbf{v} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \quad (\text{A.2})$$

En el caso de un sistema con simetría esférica y sometido a un potencial  $\Phi(r)$ , se puede escribir el perfil de densidad  $\rho(r)$  como

$$\rho(r) = 4\pi \int dv v^2 f(\Psi - \frac{1}{2}v^2) = 4\pi \int_0^\Psi d\epsilon f(\epsilon) \sqrt{2(\Psi - \epsilon)}, \quad (\text{A.3})$$

donde  $\Psi = -\Phi + \Phi_0$  es el potencial relativo y  $\epsilon = -H + \Phi_0$  es la energía relativa.  $H$  es el Hamiltoniano y  $\Phi_0$  es una constante elegida de modo que  $f > 0$  para  $\epsilon > 0$  y  $f = 0$  para  $\epsilon \leq 0$  (ver Binney y Tremaine (1987)).

Siguiendo la sección 4.3.1 de Binney y Tremaine (1987), la función distribución ergódica de un sistema puede ser calculada mediante:

$$f(\epsilon) = \frac{1}{\sqrt{8\pi^2}} \left[ \int_0^\epsilon \frac{d^2\rho}{d\Psi^2} \frac{d\Psi}{\sqrt{\epsilon - \Psi}} + \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \left( \frac{d\rho}{d\Psi} \right)_{\Psi=0} \right] \quad (\text{A.4})$$

La distribución de energías de un sistema no solo depende del valor de  $f(\epsilon)$ , sino también de la cantidad de estados distintos en los que pueden encontrarse las partículas de una dada energía. En física estadística, esta cantidad es descrita por la densidad de estados  $g$  de un sistema. En el límite clásico,  $g(\epsilon)$  corresponde al volúmen en el espacio de fase por unidad de energía:

$$g(\epsilon) = \int d^3\mathbf{x} d^3\mathbf{v} \delta(H + \epsilon) \quad (\text{A.5})$$

Donde  $\delta(x)$  es la función Delta de Dirac y  $H = H(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = \Phi(\mathbf{x}) + v^2/2$ . Alternativamente  $g(\epsilon)$  se puede calcular mediante

$$g(\epsilon) = (4\pi)^2 \int_0^{r_m(\epsilon)} dr r^2 \sqrt{2(\Psi - \epsilon)}, \quad (\text{A.6})$$

donde  $r_m$  es el radio para el cual  $\Psi = \epsilon$ . Si se pondera la función distribución  $f$  por la densidad de estados  $g$ , se obtiene la distribución diferencial de energía:

$$N(\epsilon) = f(\epsilon)g(\epsilon) \quad (\text{A.7})$$

Esta función es tal que la fracción de partículas en el sistema con energía entre  $\epsilon$  y  $\epsilon + d\epsilon$  es  $N(\epsilon)d\epsilon$

## A.2 Técnica de selección

Las herramientas teóricas descritas anteriormente permiten seleccionar sistemas de cúmulos globulares en equilibrio. Si  $N_{glob}(\epsilon)$  y  $N_{NFW}(\epsilon)$  son las distribuciones diferenciales de energía del sistema de cúmulos globulares y del halo respectivamente, la razón  $N_{glob}(\epsilon)/N_{NFW}(\epsilon)$  corresponde a la fracción de partículas de globulares en el intervalo  $(\epsilon, \epsilon + \Delta\epsilon)$ . De la ecuación A.7 se tiene que

$$\frac{N_{glob}(\epsilon)}{N_{NFW}(\epsilon)} = \frac{f_{glob}(\epsilon)g_{glob}(\epsilon)}{f_{NFW}(\epsilon)g_{NFW}(\epsilon)} = \frac{f_{glob}(\epsilon)}{f_{NFW}(\epsilon)}, \quad (\text{A.8})$$

donde se tuvo en cuenta que la densidad de estados del sistema de globulares  $g_{glob}(\epsilon)$  es idéntica a la densidad de estados del halo  $g_{halo}(\epsilon)$  debido a que ambos sistemas están sometidos al mismo potencial. De este modo, para generar un sistema de globulares en equilibrio basta con conocer la función distribución de los globulares  $f_{glob}(\epsilon)$  y del halo  $f_{halo}(\epsilon)$ .

Para seleccionar cúmulos globulares en un halo determinado, se siguieron los siguientes pasos:

1. Como ya se ha señalado, esta técnica requiere dividir las partículas del halo en intervalos de su energía total (cinética más potencial). Es conveniente elegir de antemano el número de intervalos  $n$  a fin de optimizar el tiempo de cómputo en los pasos siguientes. En este trabajo se utilizó  $n = 100$  para  $k > 700$ , donde  $k$  es el número de partículas del halo. Para halos con  $200 \leq k \leq 700$  se tomó  $n = f(k)$ , donde  $f$  es una función monótonamente creciente tal que  $f(200) = 20$  y  $f(700) = 100$
2. Ajustar un perfil de densidad de Navarro-Frenk-White  $\rho_{NFW}$  (Navarro et al., 1995) a la distribución de materia oscura del halo. Se debe comprobar que el perfil de densidad del halo no presenta grandes distorsiones y que el ajuste sea correcto. En este caso, este procedimiento fue realizado mediante la inspección visual de los perfiles de densidad de cada uno de los halos individuales.
3. Se obtiene la función distribución ergódica  $f_{NFW}(\epsilon)$  del halo utilizando la fórmula A.4, con  $\Phi_0 = 0$ ,  $\rho = \rho_{NFW}$  y  $\Phi = \Phi_{NFW}$ , donde

$$\Phi_{NFW} = -4\pi G \rho_0 r_{NFW}^2 \frac{\ln(1 + r/r_{NFW})}{r/r_{NFW}} \quad (\text{A.9})$$

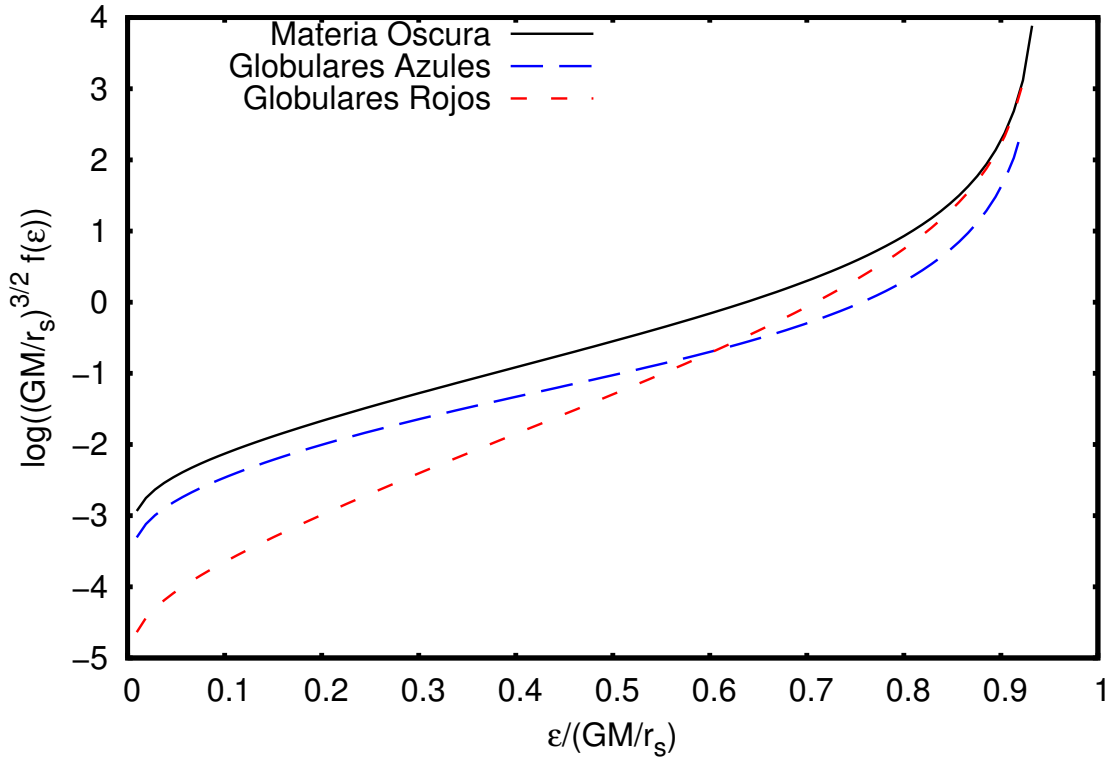
es el potencial generado por la distribución de materia  $\rho_{NFW}$ . Se debe tener en cuenta que la integral de la ecuación A.4 no puede ser resuelta analíticamente para un perfil  $\rho_{NFW}$  autogravitante. Es necesario resolver numéricamente, teniendo en cuenta que se trata de una integral impropia en el límite superior (en el caso de este trabajo, se optó por un método de integración adaptativo).

En la figura A.1 la línea de color negro corresponde a  $f_{NFW}$  en función de la energía relativa  $\epsilon$  para el mismo halo descrito en la figura 2.3

4. El siguiente paso es modelar el perfil de densidad de los sistemas de cúmulos globulares que se quieren seleccionar. Para ello, se asume que estos siguen un perfil de Hernquist (1990)  $\rho_H$ . Se calcula la función distribución para los sistemas de globulares  $f_{glob}(\epsilon)$  utilizando la ecuación A.4, teniendo en cuenta que estos sistemas no son autogravitantes, sino que están inmersos dentro del halo de materia oscura, y por lo tanto se debe considerar  $\Phi = \Phi_{NFW}$  en lugar del potencial

generado por  $\rho_H$ . La figura A.1 muestra la función distribución para los sistemas de cúmulos globulares del halo de la figura 2.3.

5. Para cada intervalo de energía se selecciona al azar una fracción  $f_{glob}(\epsilon)/f_{NFW}(\epsilon)$  de partículas.
6. Finalmente, para este trabajo se tuvo en cuenta que la materia bariónica de una galaxia está más concentrada que el halo de materia oscura. Por ello se utilizó la prescripción de Bekki y Yahagi (2006) y se truncó la selección de globulares a un radio  $r_{CutOff} = r_{50}/3$ , donde  $r_{50}$  es el radio a mitad de masa del halo de materia oscura.



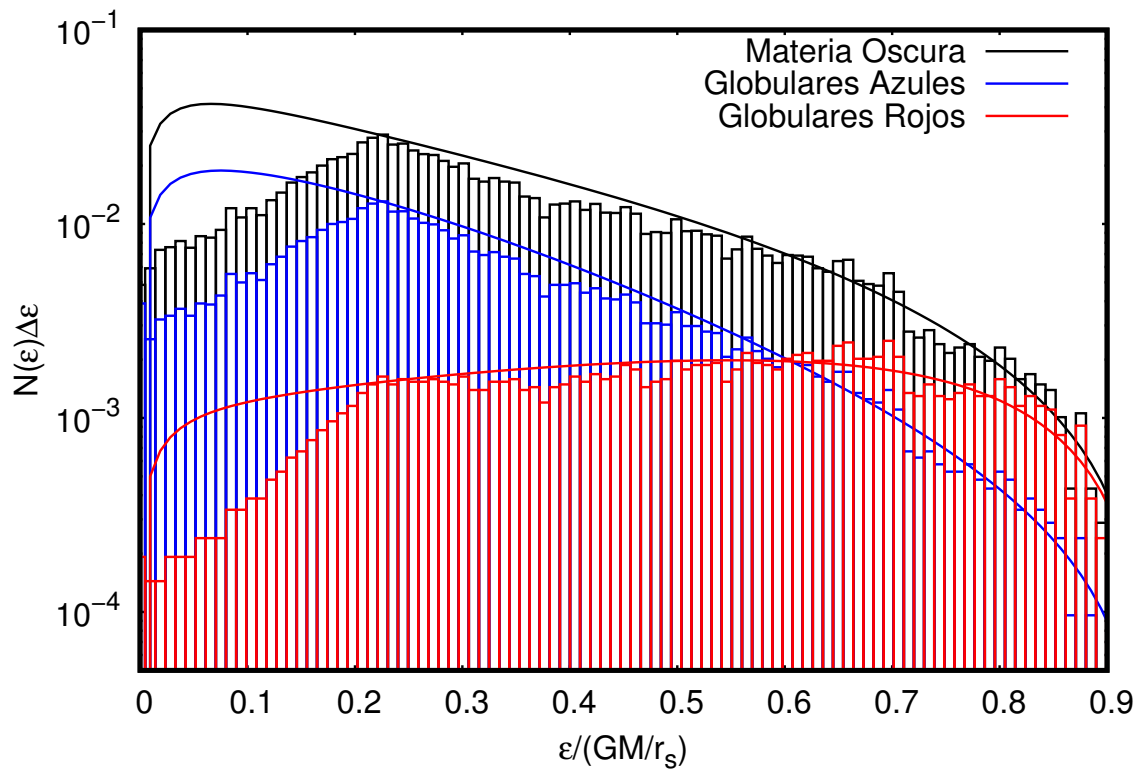
**Fig. A.1.:** Función distribución  $f$  como función de la energía relativa  $\epsilon$  normalizada a la cantidad  $GM/r_{NFW}$ . La línea negra continua corresponde a la función distribución del halo de materia oscura, obtenida del perfil ajustado  $\rho_{NFW}$ . Las líneas azul y roja muestran la función distribución de los sistemas de cúmulos globulares azules y rojos respectivamente. Ambas fueron calculadas considerando un perfil de Hernquist (1990) encajado dentro del potencial generado por el halo de materia oscura. Notar que en todos los casos la función distribución diverge a  $+\infty$  para  $\epsilon = GM/r_{NFW}$

El valor de la longitud de escala  $r_H$  del perfil de Hernquist (1990)  $\rho_H$  fue escogido de modo que los perfiles de densidad proyectada en *redshift*  $z = 0$  fueran similares a los observados. Para ello, se tomó  $r_H = \gamma r_{NFW}$  y se aplicó un procedimiento Monte Carlo para encontrar el valor de  $\gamma$  que permitía reproducir de mejor manera los resultados observacionales a  $z = 0$ . Se obtuvo  $\gamma = 0.5$  para los globulares rojos y  $\gamma = 3.0$  para los azules (ver 2.4).

Por otra parte, la densidad característica del perfil de Hernquist (1990)  $\rho_H^0$  fue elegida tomando el máximo valor que cumple con: 1)  $f_{glob}(\epsilon) < f_{NFW}(\epsilon)$  para todo el rango de energías. 2) El número total de partículas seleccionadas antes de truncar al radio  $r_{CutOff}$  sea menor que el 40% del número de partículas del halo. Luego de truncar la selección en el radio  $r_{CutOff}$ , el número de partículas seleccionadas, en promedio, fue un 5% de las partículas del halo.

El método descrito fue aplicado a los halos de las muestras descritas en 2.4 y 3.3 en un tiempo próximo al instante en el que los halos cruzan el radio virial del cúmulo.

La figura A.2 muestra la distribución de energías para la materia oscura y las partículas seleccionadas como trazadoras de los sistemas de cúmulos globulares. Las barras corresponden a los histogramas de energía de cada componente y las líneas continuas grafican la cantidad teórica  $N(\epsilon)\Delta\epsilon = f(\epsilon)g(\epsilon)\Delta\epsilon$ . Finalmente, la figura 2.3 muestra que la técnica para seleccionar un subsistema de partículas en equilibrio permite reproducir el perfil de densidad  $\rho_H(r)$  asumido. En general, la efectividad de esta técnica depende principalmente de dos factores. Primero, la calidad del ajuste del perfil de materia oscura ya que si el halo está muy distorsionado, la técnica fallará. Se debe recordar que la ecuación A.4 permite calcular la función distribución de un sistema esférico e isotrópico. Segundo, la cantidad de partículas con las que son resueltos los halos, ya que en aquellos que tengan menos de 200 partículas en general no será posible seleccionar más de 10 partículas trazadoras de cúmulos globulares



**Fig. A.2.:** Distribución de energías para el mismo halo mostrado en la figura 2.3. Las barras corresponden al número de partículas por cada intervalo de energía normalizado al número total de partículas en el halo para la materia oscura (barras negras) y para las partículas seleccionadas como trazadoras de los sistemas de cúmulos globulares azules y rojos (barras azules y rojas respectivamente). Las líneas continuas corresponden a la cantidad  $N(\epsilon)\Delta\epsilon$  (donde  $\Delta\epsilon$  es el ancho de los intervalos) para la materia oscura y los cúmulos globulares, utilizando el mismo código de colores

# Bibliografía

- Abadi, M. G., B. Moore y R. G. Bower (1999). „Ram pressure stripping of spiral galaxies in clusters“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 308, págs. 947-954. eprint: [astro-ph/9903436](#) (vid. pág. 6).
- Aguilar, L. A. y S. D. M. White (1986). „The density profiles of tidally stripped galaxies“. En: *The Astrophysical Journal* 307, págs. 97-109 (vid. pág. 8).
- Alamo-Martínez, K. A., J. P. Blakeslee, M. J. Jee et al. (2013). „The Rich Globular Cluster System of Abell 1689 and the Radial Dependence of the Globular Cluster Formation Efficiency“. En: *The Astrophysical Journal* 775, 20, pág. 20. arXiv: [1308.1958 \[astro-ph.CO\]](#) (vid. pág. 30).
- Ashman, K. M. y S. E. Zepf (1992). „The formation of globular clusters in merging and interacting galaxies“. En: *The Astrophysical Journal* 384, págs. 50-61 (vid. págs. 14, 16).
- Barnes, J. y P. Hut (1986). „A hierarchical  $O(N \log N)$  force-calculation algorithm“. En: *Nature* 324, págs. 446-449 (vid. pág. 25).
- Bassino, L. P., F. R. Faifer, J. C. Forte et al. (2006). „Large-scale study of the NGC 1399 globular cluster system in Fornax“. En: *Astronomy and Astrophysics* 451, págs. 789-796. eprint: [arXiv:astro-ph/0603349](#) (vid. págs. 16, 31).
- Bekki, K., D. A. Forbes, M. A. Beasley y W. J. Couch (2003). „Dynamical evolution of globular cluster systems in clusters of galaxies - I. The case of NGC 1404 in the Fornax cluster“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 344, págs. 1334-1344. eprint: [arXiv:astro-ph/0308202](#) (vid. págs. 10, 41).
- Bekki, K. y H. Yahagi (2006). „On spatial distributions of old globular clusters in clusters of galaxies“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 372, págs. 1019-1033. eprint: [arXiv:astro-ph/0608238](#) (vid. págs. 11, 32, 38, 52, 72).
- Bennett, C. L., M. Halpern, G. Hinshaw et al. (2003). „First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results“. En: *The Astrophysical Journal Supplement* 148, págs. 1-27. eprint: [astro-ph/0302207](#) (vid. pág. 17).

- Binney, J. y S. Tremaine (1987). *Galactic dynamics*. Princeton, NJ, Princeton University Press, 1987, 747 p. (vid. págs. [8](#), [9](#), [38](#), [69](#)).
- Blom, C., D. A. Forbes, C. Foster, A. J. Romanowsky y J. P. Brodie (2014). „The SLUGGS Survey: new evidence for a tidal interaction between the early-type galaxies NGC 4365 and NGC 4342“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 439, págs. 2420-2431. arXiv: [1401.5128 \[astro-ph.GA\]](#) (vid. pág. [31](#)).
- Böhringer, H., G. Chon, C. A. Collins et al. (2013). „The extended ROSAT-ESO flux limited X-ray galaxy cluster survey (REFLEX II) II. Construction and properties of the survey“. En: *Astronomy and Astrophysics* 555, A30, A30 (vid. pág. [4](#)).
- Böhringer, H., P. Schuecker, L. Guzzo et al. (2001). „The ROSAT-ESO flux limited X-ray (REFLEX) galaxy cluster survey. I. The construction of the cluster sample“. En: *Astronomy and Astrophysics* 369, págs. 826-850. eprint: [astro-ph/0012266](#) (vid. pág. [4](#)).
- Brodie, J. P. y J. Strader (2006). „Extragalactic Globular Clusters and Galaxy Formation“. En: *The Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 44, págs. 193-267. eprint: [astro-ph/0602601](#) (vid. págs. [13](#), [15](#), [31](#), [57](#)).
- Bullock, J. S. y K. V. Johnston (2005). „Tracing Galaxy Formation with Stellar Halos. I. Methods“. En: *The Astrophysical Journal* 635, págs. 931-949. eprint: [astro-ph/0506467](#) (vid. págs. [37](#), [47](#), [62](#), [68](#)).
- Bullock, J. S., T. S. Kolatt, Y. Sigad et al. (2001). „Profiles of dark haloes: evolution, scatter and environment“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 321, págs. 559-575. eprint: [astro-ph/9908159](#) (vid. pág. [30](#)).
- Butcher, H. y A. Oemler Jr. (1984). „The evolution of galaxies in clusters. V - A study of populations since Z approximately equal to 0.5“. En: *The Astrophysical Journal* 285, págs. 426-438 (vid. pág. [8](#)).
- Cavaliere, A. G., H. Gursky y W. H. Tucker (1971). „Extragalactic X-ray Sources and Associations of Galaxies“. En: *Nature* 231, págs. 437-438 (vid. pág. [3](#)).
- Chandrasekhar, S. (1943). „Dynamical Friction. I. General Considerations: the Coefficient of Dynamical Friction.“ En: *The Astrophysical Journal* 97, pág. 255 (vid. pág. [7](#)).
- Coenda, V., H. Muriel y C. Donzelli (2009). „Tidal Stripping of Globular Clusters in the Virgo Cluster“. En: *The Astrophysical Journal* 700, págs. 1382-1390. arXiv: [0905.1646 \[astro-ph.CO\]](#) (vid. págs. [15](#), [16](#), [30](#), [31](#), [39](#), [46](#), [48](#), [49](#)).
- Corsi, C. E., R. Buonanno, F. Fusi Pecci et al. (1994). „Globular clusters in the Magellanic Clouds. I. BV CCD photometry for 11 clusters.“ En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 271, págs. 385-420. eprint: [astro-ph/9409084](#) (vid. pág. [12](#)).



- Côté, P., R. O. Marzke y M. J. West (1998). „The Formation of Giant Elliptical Galaxies and Their Globular Cluster Systems“. En: *The Astrophysical Journal* 501, págs. 554-570. eprint: [astro-ph/9804319](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9804319) (vid. pág. 16).
- D'Abrusco, R., M. Cantiello, M. Paolillo et al. (2016). „The Extended Spatial Distribution of Globular Clusters in the Core of the Fornax Cluster“. En: *The Astrophysical Journal Letters* 819, L31, pág. L31. arXiv: [1602.06076](https://arxiv.org/abs/1602.06076) (vid. pág. 52).
- D'Abrusco, R., G. Fabbiano, S. Mineo et al. (2014). „The Two-dimensional Spatial Distributions of the Globular Clusters and Low-mass X-Ray Binaries of NGC 4649“. En: *The Astrophysical Journal* 783, 18, pág. 18. arXiv: [1401.2994](https://arxiv.org/abs/1401.2994) (vid. pág. 31).
- Dawe, J. A. y R. J. Dickens (1976). „Suspected globular clusters in the Fornax I cluster of galaxies“. En: *Nature* 263, pág. 395 (vid. pág. 12).
- De Rijcke, S., H. Dejonghe, W. W. Zeilinger y G. K. T. Hau (2001). „The Dynamics of the Dwarf Elliptical Galaxy FS 76: Bridging the Kinematic Dichotomy between Elliptical and Dwarf Elliptical Galaxies“. En: *The Astrophysical Journal Letters* 559, págs. L21-L24 (vid. pág. 10).
- Dehnen, W. (2000). „A Very Fast and Momentum-conserving Tree Code“. En: *The Astrophysical Journal Letters* 536, págs. L39-L42. eprint: [astro-ph/0003209](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0003209) (vid. pág. 25).
- Diemand, J., M. Kuhlen y P. Madau (2007). „Formation and Evolution of Galaxy Dark Matter Halos and Their Substructure“. En: *The Astrophysical Journal* 667, págs. 859-877. eprint: [astro-ph/0703337](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703337) (vid. pág. 29).
- Dressler, A. (1980). „Galaxy morphology in rich clusters - Implications for the formation and evolution of galaxies“. En: *The Astrophysical Journal* 236, págs. 351-365 (vid. pág. 5).
- Drinkwater, M. J., M. D. Gregg, M. Hilker et al. (2003). „A class of compact dwarf galaxies from disruptive processes in galaxy clusters“. En: *Nature* 423, págs. 519-521. eprint: [astro-ph/0306026](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0306026) (vid. pág. 10).
- Durrell, P. R., R. Ciardullo, J. J. Feldmeier, G. H. Jacoby y S. Sigurdsson (2002). „Intracluster Red Giant Stars in the Virgo Cluster“. En: *The Astrophysical Journal* 570, págs. 119-131. eprint: [astro-ph/0201219](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0201219) (vid. pág. 51).
- Ebeling, H., W. Voges, H. Bohringer y A. C. Edge (1993). „Detection statistics of Abell and ACO clusters of galaxies in the ROSAT All-Sky Survey“. En: *Astronomy and Astrophysics* 275, pág. 360 (vid. pág. 4).
- Eckert, D., M. Jauzac, H. Shan et al. (2015). „Warm-hot baryons comprise 5-10 per cent of filaments in the cosmic web“. En: *Nature* 528, págs. 105-107. arXiv: [1512.00454](https://arxiv.org/abs/1512.00454) (vid. pág. 57).
- Einstein, A. (1915). „Die Feldgleichungen der Gravitation“. En: *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 844-847. (Vid. pág. 17).

- Fall, S. M. y Q. Zhang (2001). „Dynamical Evolution of the Mass Function of Globular Star Clusters“. En: *The Astrophysical Journal* 561, págs. 751-765. eprint: [astro-ph/0107298](#) (vid. pág. 14).
- Fan, Z. y R. de Grijs (2014). „Star Clusters in M33: Updated UBVR Photometry, Ages, Metallicities, and Masses“. En: *The Astrophysical Journal Supplement* 211, 22, pág. 22. arXiv: [1402.3029](#) (vid. pág. 12).
- Feldmeier, J. J., J. C. Mihos, H. L. Morrison, S. A. Rodney y P. Harding (2002). „Deep CCD Surface Photometry of Galaxy Clusters. I. Methods and Initial Studies of Intracluster Starlight“. En: *The Astrophysical Journal* 575, págs. 779-800. eprint: [astro-ph/0204467](#) (vid. págs. 11, 51).
- Ferguson, H. C. y A. Sandage (1991). „Population studies in groups and clusters of galaxies. IV - Comparison of the luminosity functions and morphological-type distributions in seven nearby groups“. En: *The Astronomical Journal* 101, págs. 765-782 (vid. pág. 10).
- Forbes, D. A., J. P. Brodie y C. J. Grillmair (1997). „On the Origin of Globular Clusters in Elliptical and cD Galaxies“. En: *The Astronomical Journal* 113, págs. 1652-+. eprint: [arXiv:astro-ph/9702146](#) (vid. págs. 16, 30, 48).
- Gebhardt, K. y M. Kissler-Patig (1999). „Globular Cluster Systems. I. VI Color Distributions“. En: *The Astronomical Journal* 118, págs. 1526-1541. eprint: [astro-ph/9906499](#) (vid. pág. 31).
- Gerhard, O., M. Arnaboldi, K. C. Freeman et al. (2007). „The kinematics of intracluster planetary nebulae and the on-going subcluster merger in the Coma cluster core“. En: *Astronomy and Astrophysics* 468, págs. 815-822. eprint: [astro-ph/0703770](#) (vid. pág. 51).
- Giacconi, R., E. Kellogg, P. Gorenstein, H. Gursky y H. Tananbaum (1971). „An X-Ray Scan of the Galactic Plane from UHURU“. En: *The Astrophysical Journal Letters* 165, pág. L27 (vid. pág. 3).
- Graham, A. W., H. Jerjen y R. Guzmán (2003). „Hubble Space Telescope Detection of Spiral Structure in Two Coma Cluster Dwarf Galaxies“. En: *The Astronomical Journal* 126, págs. 1787-1793. eprint: [astro-ph/0308241](#) (vid. pág. 10).
- Gregg, M. D. y M. J. West (1998). „Galaxy disruption as the origin of intracluster light in the Coma cluster of galaxies“. En: *Nature* 396, págs. 549-552. eprint: [astro-ph/9812033](#) (vid. págs. 11, 51).
- Gunn, J. E. y J. R. Gott III (1972). „On the Infall of Matter Into Clusters of Galaxies and Some Effects on Their Evolution“. En: *The Astrophysical Journal* 176, pág. 1 (vid. págs. 6, 21).
- Hanes, D. A. (1977). „Globular clusters and the Virgo cluster distance modulus“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 180, págs. 309-321 (vid. pág. 12).

- Harris, W. E. (1976). „Spatial structure of the globular cluster system and the distance to the galactic center“. En: *The Astronomical Journal* 81, págs. 1095-1116 (vid. pág. 12).
- (1991). „Globular cluster systems in galaxies beyond the Local Group“. En: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 29, págs. 543-579 (vid. pág. 13).
- Harris, W. E., G. L. H. Harris y M. Alessi (2013). „A Catalog of Globular Cluster Systems: What Determines the Size of a Galaxy’s Globular Cluster Population?“ En: *The Astrophysical Journal* 772, 82, pág. 82. arXiv: [1306.2247](#) (vid. págs. 54, 57).
- Harris, W. E., G. L. Harris y M. J. Hudson (2015). „Dark Matter Halos in Galaxies and Globular Cluster Populations. II. Metallicity and Morphology“. En: *The Astrophysical Journal* 806, 36, pág. 36. arXiv: [1504.03199](#) (vid. págs. 54, 55, 62).
- Harris, W. E. y S. van den Bergh (1981). „Globular clusters in galaxies beyond the local group. I - New cluster systems in selected northern ellipticals“. En: *The Astronomical Journal* 86, págs. 1627-1642 (vid. pág. 14).
- Hausman, M. A. y J. P. Ostriker (1978). „Galactic cannibalism. III - The morphological evolution of galaxies and clusters“. En: *The Astrophysical Journal* 224, págs. 320-336 (vid. pág. 7).
- Helmi, A. y S. D. M. White (1999). „Building up the stellar halo of the Galaxy“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 307, págs. 495-517. eprint: [astro-ph/9901102](#) (vid. pág. 11).
- Hernquist, L. (1990). „An analytical model for spherical galaxies and bulges“. En: *The Astrophysical Journal* 356, págs. 359-364 (vid. págs. 38, 39, 47, 71-73).
- Hockney, R. W. y J. W. Eastwood (1988). *Computer simulation using particles* (vid. pág. 25).
- Hubble, E. (1929). „A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae“. En: *Proceedings of the National Academy of Science* 15, págs. 168-173 (vid. pág. 18).
- Hubble, E. y M. L. Humason (1931). „The Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae“. En: *The Astrophysical Journal* 74, pág. 43 (vid. pág. 4).
- Huchra, J. P., J. P. Brodie y S. M. Kent (1991). „Extragalactic globular clusters. II - The M31 globular cluster system“. En: *The Astrophysical Journal* 370, págs. 495-504 (vid. pág. 12).
- Huchra, J. P. y M. J. Geller (1982). „Groups of galaxies. I - Nearby groups“. En: *The Astrophysical Journal* 257, págs. 423-437 (vid. pág. 34).
- Hudson, M. J., G. L. Harris y W. E. Harris (2014). „Dark Matter Halos in Galaxies and Globular Cluster Populations“. En: *The Astrophysical Journal Letters* 787, L5, pág. L5. arXiv: [1404.1920](#) (vid. pág. 30).

- Huxor, A. P., A. D. Mackey, A. M. N. Ferguson et al. (2014). „The outer halo globular cluster system of M31 - I. The final PAndAS catalogue“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 442, págs. 2165-2187. arXiv: [1404.5807](#) (vid. pág. 12).
- Jerjen, H., A. Kalnajs y B. Binggeli (2000). „IC3328: A “dwarf elliptical galaxy” with spiral structure“. En: *Astronomy and Astrophysics* 358, págs. 845-849. eprint: [astro-ph/0004248](#) (vid. pág. 10).
- Kaiser, N. y G. Squires (1993). „Mapping the dark matter with weak gravitational lensing“. En: *The Astrophysical Journal* 404, págs. 441-450 (vid. pág. 2).
- Karachentsev, I. D. y O. G. Nasonova (2010). „The observed infall of galaxies towards the Virgo cluster“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 405, págs. 1075-1083. arXiv: [1002.2085](#) (vid. págs. 33, 57).
- Kartha, S. S., D. A. Forbes, L. R. Spitler et al. (2014). „The SLUGGS survey: the globular cluster systems of three early-type galaxies using wide-field imaging“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 437, págs. 273-292. arXiv: [1310.1979](#) [[astro-ph.CO](#)] (vid. pág. 31).
- Klypin, A., A. V. Kravtsov, J. S. Bullock y J. R. Primack (2001). „Resolving the Structure of Cold Dark Matter Halos“. En: *The Astrophysical Journal* 554, págs. 903-915. eprint: [astro-ph/0006343](#) (vid. págs. 22, 33).
- Kundu, A. y B. C. Whitmore (2001). „New Insights from HST Studies of Globular Cluster Systems. I. Colors, Distances, and Specific Frequencies of 28 Elliptical Galaxies“. En: *The Astronomical Journal* 121, págs. 2950-2973. eprint: [astro-ph/0103021](#) (vid. pág. 31).
- Lahav, O., A. C. Fabian, A. C. Edge y A. Putney (1989). „The spatial distribution of X-ray clusters of galaxies“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 238, págs. 881-895 (vid. pág. 4).
- Larsen, S. S., J. P. Brodie, J. P. Huchra, D. A. Forbes y C. J. Grillmair (2001). „Properties of Globular Cluster Systems in Nearby Early-Type Galaxies“. En: *The Astronomical Journal* 121, págs. 2974-2998. eprint: [astro-ph/0102374](#) (vid. págs. 15, 31).
- Larson, R. B., B. M. Tinsley y C. N. Caldwell (1980). „The evolution of disk galaxies and the origin of S0 galaxies“. En: *The Astrophysical Journal* 237, págs. 692-707 (vid. pág. 7).
- Lee, M. G. e I. S. Jang (2016). „Globular Clusters, Ultracompact Dwarfs, and Dwarf Galaxies in Abell 2744 at a Redshift of 0.308“. En: *The Astrophysical Journal* 831, 108, pág. 108. arXiv: [1608.05750](#) (vid. págs. 52, 57, 59, 63).
- Lee, M. G., H. S. Park y H. S. Hwang (2010). „Detection of a Large-Scale Structure of Intracluster Globular Clusters in the Virgo Cluster“. En: *Science* 328, pág. 334. arXiv: [1003.2499](#) (vid. págs. 51, 57-59, 63).

- Limousin, M., J. Sommer-Larsen, P. Natarajan y B. Milvang-Jensen (2009). „Probing the Truncation of Galaxy Dark Matter Halos in High-Density Environments from Hydrodynamical N-Body Simulations“. En: *The Astrophysical Journal* 696, págs. 1771-1779. arXiv: [0706.3149](#) (vid. pág. 29).
- Ludlow, A. D., J. F. Navarro, V. Springel et al. (2010). „Secondary infall and the pseudo-phase-space density profiles of cold dark matter haloes“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 406, págs. 137-146. arXiv: [1001.2310 \[astro-ph.CO\]](#) (vid. págs. 23, 27, 33, 34, 53, 62).
- Malumuth, E. M. y D. O. Richstone (1984). „The evolution of clusters of galaxies. II - Tidal stripping versus mergers as a function of richness“. En: *The Astrophysical Journal* 276, págs. 413-422 (vid. pág. 29).
- Mastropietro, C., B. Moore, L. Mayer et al. (2005). „Morphological evolution of discs in clusters“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 364, págs. 607-619. eprint: [astro-ph/0411648](#) (vid. págs. 10, 11).
- Méndez, R. H., M. A. Guerrero, K. C. Freeman et al. (1997). „More Evidence for a Population of Intracluster Planetary Nebulae in the Virgo Cluster“. En: *The Astrophysical Journal Letters* 491, págs. L23-L26. eprint: [astro-ph/9710179](#) (vid. pág. 51).
- Merritt, D. (1983). „Relaxation and tidal stripping in rich clusters of galaxies. I. Evolution of the mass distribution“. En: *The Astrophysical Journal* 264, págs. 24-48 (vid. pág. 29).
- (1984). „Relaxation and tidal stripping in rich clusters of galaxies. II. Evolution of the luminosity distribution“. En: *The Astrophysical Journal* 276, págs. 26-37 (vid. pág. 29).
- Mihos, J. C., P. Harding, J. Feldmeier y H. Morrison (2005). „Diffuse Light in the Virgo Cluster“. En: *The Astrophysical Journal Letters* 631, págs. L41-L44. eprint: [astro-ph/0508217](#) (vid. págs. 11, 12, 51).
- Moore, B., N. Katz, G. Lake, A. Dressler y A. Oemler (1996). „Galaxy harassment and the evolution of clusters of galaxies“. En: *Nature* 379, págs. 613-616. eprint: [astro-ph/9510034](#) (vid. pág. 8).
- Moore, B., G. Lake y N. Katz (1998). „Morphological Transformation from Galaxy Harassment“. En: *The Astrophysical Journal* 495, págs. 139-151. eprint: [astro-ph/9701211](#) (vid. pág. 8).
- Muzzio, J. C., R. E. Martinez y M. Rabolli (1984). „Globular cluster swapping in clusters of galaxies“. En: *The Astrophysical Journal* 285, págs. 7-15 (vid. pág. 32).
- Navarro, J. F., C. S. Frenk y S. D. M. White (1995). „Simulations of X-ray clusters“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 275, págs. 720-740. eprint: [arXiv:astro-ph/9408069](#) (vid. págs. 3, 71).
- (1996). „The Structure of Cold Dark Matter Halos“. En: *The Astrophysical Journal* 462, pág. 563. eprint: [astro-ph/9508025](#) (vid. págs. 37-39).

- Olsen, K. A. G., B. W. Miller, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer y J. Bright (2004). „The Globular Cluster Systems of the Sculptor Group“. En: *The Astronomical Journal* 127, págs. 2674-2693. eprint: [astro-ph/0401619](#) (vid. pág. 15).
- Ostrov, P., D. Geisler y J. C. Forte (1993). „The metallicity gradient and distribution function of globular clusters around NGC 1399“. En: *The Astronomical Journal* 105, págs. 1762-1778 (vid. pág. 15).
- Peng, E. W., H. C. Ferguson, P. Goudfrooij et al. (2011). „The HST/ACS Coma Cluster Survey. IV. Intergalactic Globular Clusters and the Massive Globular Cluster System at the Core of the Coma Galaxy Cluster“. En: *The Astrophysical Journal* 730, 23, pág. 23. arXiv: [1101.1000](#) (vid. pág. 52).
- Peng, E. W., A. Jordán, P. Côté et al. (2006). „The ACS Virgo Cluster Survey. IX. The Color Distributions of Globular Cluster Systems in Early-Type Galaxies“. En: *The Astrophysical Journal* 639, págs. 95-119. eprint: [arXiv:astro-ph/0509654](#) (vid. págs. 15, 31).
- Peng, E. W., A. Jordán, P. Côté et al. (2008). „The ACS Virgo Cluster Survey. XV. The Formation Efficiencies of Globular Clusters in Early-Type Galaxies: The Effects of Mass and Environment“. En: *The Astrophysical Journal* 681, 197-224, págs. 197-224. arXiv: [0803.0330](#) (vid. págs. 14, 15).
- Penzias, A. A. y R. W. Wilson (1965). „A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s.“ En: *The Astrophysical Journal* 142, págs. 419-421 (vid. pág. 17).
- Peñarrubia, J., J. F. Navarro y A. W. McConnachie (2008). „The Tidal Evolution of Local Group Dwarf Spheroidals“. En: *The Astrophysical Journal* 673, págs. 226-240. arXiv: [0708.3087](#) (vid. págs. 37, 47, 68).
- Popesso, P., A. Biviano, H. Böhringer y M. Romaniello (2007). „RASS-SDSS galaxy cluster survey. VII. On the cluster mass-to-light ratio and the halo occupation distribution“. En: *Astronomy and Astrophysics* 464, págs. 451-464. eprint: [astro-ph/0606260](#) (vid. pág. 2).
- Ramos, F., V. Coenda, H. Muriel y M. Abadi (2015). „Tidal Stripping of Globular Clusters in a Simulated Galaxy Cluster“. En: *The Astrophysical Journal* 806, 242, pág. 242. arXiv: [1505.05506](#) (vid. pág. 28).
- Rhode, K. L., S. E. Zepf, A. Kundu y A. N. Lerner (2007). „Global Properties of the Globular Cluster Systems of Four Spiral Galaxies“. En: *The Astronomical Journal* 134, págs. 1403-1418. arXiv: [0708.1166](#) (vid. pág. 15).
- Richtler, T., L. P. Bassino, B. Dirsch y B. Kumar (2012). „The globular cluster system of NGC 1316. I. Wide-field photometry in the Washington system“. En: *Astronomy and Astrophysics* 543, A131, A131. arXiv: [1203.1879](#) (vid. pág. 31).
- Richtler, T., B. Dirsch, K. Gebhardt et al. (2004). „The Globular Cluster System of NGC 1399. II. Kinematics of a Large Sample of Globular Clusters“. En: *The Astronomical Journal* 127, págs. 2094-2113. eprint: [astro-ph/0401175](#) (vid. pág. 17).



- Sarazin, C. L. (1986). „X-ray emission from clusters of galaxies“. En: *Reviews of Modern Physics* 58, págs. 1-115 (vid. pág. 4).
- Smith, R., H. Choi, J. Lee et al. (2016). „The Preferential Tidal Stripping of Dark Matter versus Stars in Galaxies“. En: *The Astrophysical Journal* 833, 109, pág. 109. arXiv: [1610.04264](#) (vid. pág. 9).
- Smith, R., R. Sánchez-Janssen, M. Fellhauer et al. (2013). „The impact of galaxy harassment on the globular cluster systems of early-type cluster dwarf galaxies“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 429, págs. 1066-1079. arXiv: [1211.2802](#) [[astro-ph.CO](#)] (vid. págs. 9, 11, 32).
- Smoot, G. F., C. L. Bennett, A. Kogut et al. (1992). „Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps“. En: *The Astrophysical Journal Letters* 396, págs. L1-L5 (vid. pág. 17).
- Springel, V. (2005). „The cosmological simulation code GADGET-2“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 364, págs. 1105-1134. eprint: [astro-ph/0505010](#) (vid. págs. 27, 33).
- Springel, V., S. D. M. White, G. Tormen y G. Kauffmann (2001). „Populating a cluster of galaxies - I. Results at  $z=0$ “. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 328, págs. 726-750. eprint: [astro-ph/0012055](#) (vid. pág. 34).
- Strader, J., J. P. Brodie, L. Spitler y M. A. Beasley (2006). „Globular Clusters in Virgo Ellipticals: Unexpected Results for Giants and Dwarfs from Advanced Camera for Surveys Imaging“. En: *The Astronomical Journal* 132, págs. 2333-2345. eprint: [astro-ph/0508001](#) (vid. pág. 15).
- Sunyaev, R. A. e I. B. Zeldovich (1980). „Microwave background radiation as a probe of the contemporary structure and history of the universe“. En: *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics* 18, págs. 537-560 (vid. pág. 4).
- Tauber, J. A., N. Mandolesi, J.-L. Puget et al. (2010). „Planck pre-launch status: The Planck mission“. En: *Astronomy and Astrophysics* 520, A1, A1 (vid. pág. 18).
- Truemper, J. (1982). „The ROSAT mission“. En: *Advances in Space Research* 2, págs. 241-249 (vid. pág. 3).
- Tyson, J. A., G. P. Kochanski e I. P. Dell'Antonio (1998). „Detailed Mass Map of CL 0024+1654 from Strong Lensing“. En: *The Astrophysical Journal Letters* 498, págs. L107-L110. eprint: [astro-ph/9801193](#) (vid. pág. 2).
- van den Bergh, S. (1982). „Globular clusters and galaxy mergers“. En: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 94, págs. 459-464 (vid. pág. 14).
- West, M. J., A. Jordán, J. P. Blakeslee et al. (2011). „The globular cluster systems of Abell 1185“. En: *Astronomy and Astrophysics* 528, A115, A115. arXiv: [1101.5399](#) (vid. pág. 52).

- White III, R. E. (1987). „Globular clusters belonging to galaxy clusters“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 227, págs. 185-195 (vid. pág. 51).
- Whitmore, B. C., D. M. Gilmore y C. Jones (1993). „What determines the morphological fractions in clusters of galaxies?“ En: *The Astrophysical Journal* 407, págs. 489-509 (vid. pág. 5).
- Williams, B. F., R. Ciardullo, P. R. Durrell et al. (2007). „Virgo’s Intracluster Globular Clusters as Seen by the Advanced Camera for Surveys“. En: *The Astrophysical Journal* 654, págs. 835-843. eprint: [astro-ph/0609211](#) (vid. pág. 51).
- Yahagi, H. y K. Bekki (2005). „Formation of intracluster globular clusters“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 364, págs. L86-L90. eprint: [astro-ph/0509744](#) (vid. pág. 52).
- York, D. G., J. Adelman, J. E. Anderson Jr. et al. (2000). „The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary“. En: *The Astronomical Journal* 120, págs. 1579-1587. eprint: [astro-ph/0006396](#) (vid. pág. 52).
- Zel’dovich, Y. B. (1970). „Gravitational instability: An approximate theory for large density perturbations.“ En: *Astronomy and Astrophysics* 5, págs. 84-89 (vid. pág. 21).
- Zepf, S. E. y K. M. Ashman (1993). „Globular Cluster Systems Formed in Galaxy Mergers“. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 264, pág. 611 (vid. pág. 15).
- Zwicky, F. (1933). „Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln“. En: *Helvetica Physica Acta* 6, págs. 110-127 (vid. págs. 2, 20).
- (1951). „The Coma Cluster of Galaxies“. En: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 63, pág. 61 (vid. pág. 11).



# Índice de figuras

1.1	La fuerza gravitatoria que ejerce $M$ sobre una partícula en $A'$ es mayor que la que ejerce sobre $A$ . Si la diferencia entre estas fuerzas es mayor que aquella que mantiene a la partícula $A'$ ligada al objeto de masa $m$ , ésta será removida del objeto. . . . .	10
1.2	Evolución temporal de la simulación cosmológica utilizada en el presente trabajo (Ludlow et al., 2010). Se grafica la distribución espacial proyectada de las partículas de alta resolución en coordenadas comóviles desde <i>redshift</i> $z = 19$ hasta <i>redshift</i> $z = 0$ . . . . .	23
2.1	Distribución espacial proyectada de las partículas de materia oscura (pequeños puntos grises) centrada en el cúmulo de galaxias simulado a <i>redshift</i> $z = 0$ . El círculo sólido muestra el radio virial del sistema. Los diferentes colores muestran las partículas de materia oscura seleccionadas como cúmulos globulares azules de nueve halos, siguiendo el método descrito en la sección 2.4 . . . . .	35
2.2	Distancias al centro de cúmulo como función del tiempo para 38 halos (líneas grises). Los colores corresponden a los nueve halos mostrados en la Figura 2.1. La línea sólida negra es el radio virial del cúmulo. Las líneas verticales muestran el tiempo en el que cada halo entra al radio virial del cúmulo . . . . .	36

2.3	<p>Perfil radial de densidad proyectada para las partículas de materia oscura de uno de los halos seleccionados (cuadrados sólidos negros), para los globulares rojos y azules (círculos rojos y azules) en el <i>redshift</i> en el que el halo entra al radio virial del cúmulo, <math>z_{in}</math> (panel inferior), y a <math>z = 0</math> (panel superior). Panel inferior: El halo de materia oscura es modelado como un perfil NFW (línea sólida negra), mientras los globulares rojos y azules son modelados como perfiles de Hernquist (líneas azules y rojas respectivamente). Las flechas verticales muestran la longitud de escala de Hernquist <math>r_H</math> para las poblaciones de globulares azul (<math>3r_{NFW}</math>) y roja (<math>0.5r_{NFW}</math>), y la longitud de escala del perfil NFW (<math>r_{NFW}</math>) para las partículas de materia oscura. En ambos paneles se muestran ajustes de leyes de potencia a los datos. . . . .</p>	40
2.4	<p>Pendientes de los perfiles de densidad proyectada para los globulares rojos y azules a los <i>redshifts</i> <math>z_{in}</math> en que los halos entran al radio virial del cúmulo vs la pendiente correspondiente a <math>z = 0</math>. Los colores y símbolos son los mismos de la figura 2.3. Las flechas largas horizontales y verticales corresponden a los valores medianos de las pendientes para las poblaciones de globulares azules (líneas azules continuas) y rojos (línea cortada roja). Las flechas cortas verticales indican valores observados de las pendientes para globulares azules y rojos. La línea gris discontinua muestra la identidad <math>\alpha_{z0} = \alpha_{z_{in}}</math>. . . . .</p>	41
2.5	<p>Fracción de cúmulos globulares asociada como función del tiempo para globulares azules(panel superior) y rojos(panel inferior) para los mismos nueve halos destacados en la figura 2.1. El código de colores es el mismo de la 2.1 . . . . .</p>	43
2.6	<p>Fracción de globulares asociados a su halo como función del número de órbitas completadas a <math>z = 0</math> para los globulares azules y rojos. Los puntos corresponden a valores medianos y las barras verticales de error son calculados usando la técnica de bootstrapping. Los colores y símbolos son los mismos de la figura 2.3. . . . .</p>	44

2.7	Fracción de globulares asociados a su halo a $z = 0$ como función de la mínima distancia al centro del cúmulo. Los puntos corresponden a los valores medianos y las barras de error verticales se obtuvieron utilizando la técnica de bootstrapping. Los símbolos y colores son los mismos de la figura 2.3. . . . . .	46
2.8	Medianas de la fracción de globulares azules y rojos que permanecen asociados a su halo como función de la distancia al centro del cúmulo a diferentes <i>redshifts</i> : $z = 0.06$ (línea sólida), $z = 0.23$ (línea de segmentos largos) y $z = 0.43$ (línea de segmentos cortos). Los colores son los mismos de la figura 2.3. . . . . .	47
3.1	Masa total, a <i>redshift</i> $z=0$ , de los sistemas de globulares azules (cuadrados azules) y rojos (círculos rojos) como función de la masa del halo al que pertenecen. Las líneas discontinuas representan el modelo propuesto por Harris et al. (2015) . . . . .	55
3.2	Evolución temporal de la masa de cúmulos globulares intracúmulo, normalizada a la masa total de cúmulos globulares intracúmulo a <i>redshift</i> $z = 0$ . . . . .	56
3.3	Isocontornos de la densidad de globulares en el medio intracúmulo. Los niveles corresponden, desde el centro hacia afuera, a $5.77 \times 10^9 M_{\odot} \text{Mpc}^{-2}$ , $3.64 \times 10^8 M_{\odot} \text{Mpc}^{-2}$ , $5.77 \times 10^7 M_{\odot} \text{Mpc}^{-2}$ y $9.13 \times 10^6 M_{\odot} \text{Mpc}^{-2}$ , tanto para los globulares rojos (líneas rojas) como los azules(líneas azules) . . . . .	58
3.4	Densidad numérica de globulares proyectada como función de la distancia proyectada $R$ al centro del cúmulo normalizada al radio virial $R_{vir}$ . Las líneas rojas y azules corresponden respectivamente a las poblaciones de globulares rojos y azules de la simulación. Los círculos rojos y azules corresponden a la densidad numérica de globulares rojos y azules medida por Lee et al. (2010) para el cúmulo de Virgo. Los cuadrados negros representan la densidad de cúmulos globulares más galaxias ultracompactas enanas en el cúmulo Abell 2744 medida por Lee y Jang (2016). . . . . .	59

3.5	Fracción de cúmulos globulares azules y rojos en el medio intracúmulo en función de la distancia al centro del cúmulo normalizada al radio virial para distintos <i>redshifts</i> . . . . .	61
3.6	Dispersión de velocidades $\sigma$ en <i>redshift</i> $z = 0$ como función de la distancia al centro del cúmulo $r$ para los globulares intracúmulo azules (línea azul), rojos (línea roja) y las partículas de materia oscura (línea negra) . . . .	62
3.7	Dispersión de velocidades en la componente radial $\sigma_r$ en <i>redshift</i> $z = 0$ como función de la distancia al centro del cúmulo $r$ para los globulares intracúmulo azules (línea azul), rojos (línea roja) y las partículas de materia oscura (línea negra) . . . . .	63
A.1	Función distribución $f$ como función de la energía relativa $\epsilon$ normalizada a la cantidad $GM/r_{NFW}$ . La línea negra continúa corresponde a la función distribución del halo de materia oscura, obtenida del perfil ajustado $\rho_{NFW}$ . Las líneas azul y roja muestran la función distribución de los sistemas de cúmulos globulares azules y rojos respectivamente. Ambas fueron calculadas considerando un perfil de Hernquist (1990) encajado dentro del potencial generado por el halo de materia oscura. Notar que en todos los casos la función distribución diverge a $+\infty$ para $\epsilon = GM/r_{NFW}$ . . . . .	72
A.2	Distribución de energías para el mismo halo mostrado en la figura 2.3. Las barras corresponden al número de partículas por cada intervalo de energía normalizado al número total de partículas en el halo para la materia oscura(barras negras) y para las partículas seleccionadas como trazadoras de los sistemas de cúmulos globulares azules y rojos (barras azules y rojas respectivamente). Las líneas continuas corresponden a la cantidad $N(\epsilon)\Delta\epsilon$ (donde $\Delta\epsilon$ es el ancho de los intervalos) para la materia oscura y los cúmulos globulares, utilizando el mismo código de colores . . . . .	74

## Colophon

This thesis was typeset with  $\text{\LaTeX}$  2 $\epsilon$ . It uses the *Clean Thesis* style developed by Ricardo Langner. The design of the *Clean Thesis* style is inspired by user guide documents from Apple Inc.

Download the *Clean Thesis* style at <http://cleanthesis.der-ric.de/>.

