

Dependencia Ambiental de las Propiedades de Halos de Materia Oscura

por Cinthia J. Ragone Figueroa

Septiembre de 2008

Presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF) de la Universidad Nacional de Córdoba, como parte de los requerimientos para la obtención del grado de Doctor en Astronomía de la

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

©FaMAF - UNC 2008.

Director: Manolis Plionis

A Mis Viejos



Resumen

El propósito principal de la presente tesis consiste en la investigación de las propiedades internas de los halos de materia oscura en relación con el medioambiente. Las masas de los halos estudiados pretenden abarcar el rango cubierto por grupos y cúmulos pobres de galaxias: $1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 2 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$.

Con el fin de probar que los halos no ignoran la distribución circundante de materia, se proponen dos líneas principales de estudio. Una consistente en buscar posibles correlaciones entre las propiedades de los halos y la distancia de éstos a grandes concentraciones de materia (como lo son los halos de masas comparables a la de cúmulos masivos), y la otra abocada al reconocimiento de parámetros de los cuales podría depender la distribución espacial de los halos, efecto conocido como *Assembly Bias*.

Para llevar a cabo estos objetivos se hace uso de muestras de halos identificados a *redshift* $z = 0$ con un algoritmo estándar friends-of-friends sobre simulaciones numéricas cosmológicas Λ CDM de grandes volúmenes y considerable resolución de masa por partícula. De esta manera, es posible trabajar con un importante número de halos en el régimen de masas mencionado, lo cual otorga relevancia estadística a los resultados, y a su vez, determinar las propiedades de los mismos dentro de un margen aceptable de errores.

Se hace uso de la función de correlación como herramienta estadística capaz de dar cuenta de las características del medioambiente. Adicionalmente, se estudian parámetros de subestructura junto con la capacidad de los mismos de dar información acerca del estado dinámico de los halos.

Los resultados principales revelan la existencia de varias propiedades internas de los halos que se ven afectadas por el medioambiente, entre tales se mencionan morfología, dispersión de velocidades, alineamientos internos y externos. El estudio de la función de autocorrelación de halos con distribuciones disímiles de una misma propiedad (para una variedad de tales propiedades), indica que el patrón espacial de los halos no sólo depende de la masa de los mismos, asunción que es común en los modelos más simples de formación jerárquica de estructuras, sino también de varios otros parámetros de los halos, un hecho que podría estar ligado a una dependencia con el medioambiente.

Se hallan evidencias a favor de que los procesos de fusión o "*mergers*" y las interacciones gravitacionales con el medio jugarían un importante rol a la hora de determinar las propiedades morfológicas, dinámicas y espaciales de los halos.

Los resultados obtenidos son de crucial importancia pues brindan información necesaria para la construcción de modelos más realistas que incluyan los efectos medioambientales. A la vez, sirven al propósito de colaborar en el entendimiento del origen de las diferencias observadas en el *clustering* de las galaxias y la relación de las mismas con su medioambiente a escalas más grandes.

Abstract

The main aim of this thesis is to investigate the internal properties of the dark matter haloes as a function of their environment. The halo mass range studied corresponds to that of groups of galaxies and poor clusters: $1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 2 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$.

In order to show that DM haloes do not ignore the surrounding distribution of matter, we propose two main lines of research. One in which we search for correlations of halo properties with the distance to their nearest large concentration of mass (ie., haloes of the size of massive clusters of galaxies) and the other searching for the parameters that could depend on the spatial distribution of haloes, effect which is known as Assembly Bias.

To succeed in our objectives we use halo samples identified at redshift $z = 0$ by the friends-of-friends algorithm, applied in large numerical simulations of the Λ CDM cosmology, having a quite large particle mass resolution. As a result we obtain a large number of haloes in the mass range of interest, a fact that allows us to gain statistically significant results and relatively small uncertainties.

We will use the spatial correlation function as a statistical tool in order to characterize the environment of haloes. Additionally, we will investigate indicators of substructure to the extent of them being able to characterize the dynamical state of haloes.

Our main results reveal the existence of a variety of internal halo properties that are affected by the environment in which the halo is embedded, among which we note the halo morphology, velocity dispersion, internal and external alignments. The study of the correlation function of haloes having different distributions of the same parameter (for a variety of such parameters) shows that the spatial distribution of haloes not only depends on their mass, the common assumption in the simplest versions of structure formation theories, but also on different halo parameters, a fact which could be linked to an the environmental dependence.

We present evidence in favour of the processes of merging and interactions playing an important role in determining the morphological, dynamical and spatial properties of DM haloes.

The results obtained in this thesis are of paramount importance since they provide information which is necessary for the construction of realistic models of structure formation which should take into account also the environmental effects. They also serve in understanding the origin of the observed differences in the clustering pattern of galaxies in relation to their large-scale environment.

Contenidos

Introducción	17
1 Herramientas Teóricas y Numéricas	21
1.1 El Modelo Estándar	21
1.2 Función de Correlación y Espectro de Potencias	24
1.3 Simulaciones Numéricas Cosmológicas	26
1.3.1 Condiciones Iniciales	28
1.4 El UNIVERSO MARENOSTRUM y otras Simulaciones Cosmológicas	30
1.5 Identificación de Halos - El Algoritmo FOF	33
1.6 Identificación de Grupos de Galaxias en la Versión 6 del Catálogo Sloan .	35
1.7 El Cálculo de Subestructura - La Estadística- Δ	39
2 Determinación de las Propiedades de los Halos	45
2.1 Morfología	45
2.2 Dispersión de Velocidades y Momento Angular	47
2.3 Alineamientos	48
2.4 Tiempo de Formación y Tiempo de Último Merger Mayor	48
2.5 Incertezas de los Parámetros	50
3 Determinación de Parámetros de Subestructura	53
3.1 Introducción	53
3.2 Subestructura en Halos Oscuros	54
3.2.1 Dependencia de la Estadística- Δ con la Masa	54
3.2.2 La Masa del Subhalo Principal como Medida de Subestructura . .	57
3.2.3 Los Índices de Subestructura y el Estado Dinámico de los Halos .	58

3.3	Subestructura en Grupos de Galaxias	66
3.3.1	Sesgos en la estadística- Δ_{obs}	67
3.3.2	Porcentaje de grupos con subestructura	71
4	La Relación Forma-Dinámica	75
4.1	Introducción	75
4.2	La Relación Edad-Forma-Dispersión de Velocidades	75
4.3	La Relación Subestructura-Forma-Dispersión de Velocidades	82
5	La Vecindad de Halos Masivos: Morfología, Dinámica y Alineamientos de Halos Circundantes	87
5.1	Introducción	87
5.2	Método de Análisis	91
5.3	Correlación Forma-Masa vs. Medioambiente	94
5.4	Correlación Dispersión de Velocidades-Masa vs. Medioambiente	98
5.5	Alineamientos Internos vs. Medioambiente	101
5.6	Alineamientos Externos vs. Medioambiente	105
6	El <i>Assembly Bias</i>	109
6.1	Introducción	109
6.2	Método de Análisis	112
6.3	Subestructura vs. Clustering	115
6.4	Forma vs. Clustering	117
6.5	Dispersión de Velocidades vs. Clustering	119
6.6	Momento Angular vs. Clustering	120
6.7	Alineamientos vs. Clustering	122
6.8	El <i>Assembly Bias</i> en Grupos de Galaxias	124
6.9	El Origen del <i>Assembly Bias</i>	131
7	Discusión Final y Conclusiones	137
8	Agradecimientos	145

Lista de figuras

- 1.1 *Salida a redshift $z = 0$ de la simulación SIMA_HR. En negro se representan las partículas en las regiones en donde la resolución es la misma que en SIMA_LR, mientras que las partículas rojas demarcan el volumen resimulado para obtener mejor resolución.* 32
- 1.2 *Salidas a redshift $z = 0$ de la misma región cúbica de $50h^{-1}\text{Mpc}$, en las simulaciones SIMA_LR(panel izquierdo) y SIMA_HR(panel derecho). . . .* 33
- 1.3 *Función de masa de sistemas en el UNIVERSO MARENOSTRUM (en negro) comparada a la aproximación Sheth-Tormen (en rojo). [Gottlöber et al. (2006)].* 34
- 1.4 *El panel izquierdo muestra la distribución de dispersiones de velocidades de los grupos identificados en el SDSS-DR6. La media de la distribución es $\bar{\sigma}_v = 322 \text{ km s}^{-1}$. En el panel derecho se presenta la distribución de los radios viriales, con una media de $\bar{R}_V = 0.76h^{-1}\text{Mpc}$. En ambos casos sólo se consideran grupos con más de 10 galaxias miembros.* 38
- 1.5 *El panel izquierdo muestra la distribución de masas viriales de los grupos identificados en el SDSS-DR6. La media de la distribución corresponde al valor $\bar{M} = 3.9 \times 10^{13}h^{-1}M_\odot$. En el panel derecho se presenta la distribución de velocidades radiales, con una media de $\bar{V}R \sim 26000\text{km.s}^{-1}$. En ambos casos sólo se consideran grupos con más de 10 galaxias miembros.* 39
- 1.6 *El panel izquierdo muestra la distribución espacial de las partículas de un halo de masa $\sim 9 \times 10^{13}h^{-1}M_\odot$ extraído de SIMA con un valor $\Delta = 1.7$. En el panel derecho los círculos centrados en cada partícula poseen un radio $\propto \delta_i$. Cuanto mayor sea la diferencia entre los valores de velocidad o dispersión de velocidades locales y globales, mayor será el radio del círculo.* 42

- 1.7 *El panel izquierdo muestra la distribución espacial de las partículas de un halo de masa $\sim 9 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ extraído de SIMA con un valor $\Delta = 1.1$. En el panel derecho los círculos centrados en cada partícula poseen un radio $\propto \delta_i$. Cuanto mayor sea la diferencia entre los valores de velocidad o dispersión de velocidades locales y globales, mayor será el radio del círculo.* 43
- 2.1 *Contornos de isodensidad de los cocientes de semiejes medio-mayor vs menor-medio para halos de materia oscura (izquierda) y gas (derecha), de masas $> 5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ en el UNIVERSO MARENOSTRUM. [Gottlöber & Yepes (2007)].* 46
- 2.2 *Correlación masa-forma para halos de materia oscura (círculos) y gas (triángulos), identificados en el UNIVERSO MARENOSTRUM con masas $> 5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. Los símbolos llenos corresponden al cociente de ejes menor-mayor mientras que los símbolos vacíos al parámetro de triaxialidad Z . [Gottlöber & Yepes (2007)]* 47
- 2.3 *Distribuciones de redshifts de tiempos de formación (panel izquierdo) z_{form} y de último merger mayor z_{lmm} (panel derecho). Las líneas de rayas verticales muestran el valor correspondiente al primer y cuarto cuartil de la distribución. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran halos en los rangos de masa $1.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 1.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $2.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 2.5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $4.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 5.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $6.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 8.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. En cada panel los redshifts correspondientes a los cuartiles inferior y superior de la distribución de z_{form} son: 0.47, 1.12; 0.42, 1.01; 0.37, 0.92; 0.35, 0.83, y los de z_{lmm} : 0.14, 0.87; 0.27, 1.28; 0.25, 1.28; 0.25, 1.24, respectivamente.* 49
- 2.4 *Porcentaje de halos en SIMMN que no han atravesado por ningún evento de merger mayor en función de la masa de los halos.* 50

2.5 *Para halos con más de 5000 partículas se muestra la distribución de los errores 1σ normalizados al valor real de sus parámetros morfológicos o dinámicos, pero calculados con sólo 130 partículas seleccionadas aleatoriamente para simular la resolución de los halos menos masivos. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran las distribuciones correspondientes al cociente de ejes menor-mayor (c/a), dispersión de velocidades (σ_v), alineamiento entre los ejes mayores de los tensores de forma y de anisotropía de velocidades ($\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_{vel}$) y alineamiento entre el eje menor del tensor de forma y la dirección del momento angular ($\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}$). 51*

3.1 *Panel Izquierdo: Dependencia de la media del índice de subestructura Δ por bin de masa con la masa de los halos. Los círculos llenos, conectados con línea sólida, representan la media de la desviación- Δ calculada usando todas las partículas miembros de los halos. Los círculos vacíos, conectados con línea de trazos, corresponden al índice medio calculado usando sólo 130 partículas seleccionadas aleatoriamente (Δ_{ran}). Las incertezas bootstrap estimadas son menores que el tamaño de los símbolos. Panel Derecho: Porcentaje de halos con desviación- Δ mayor que el valor medio (i.e. halos con signos de subestructura), como función de la masa de los halos. Los símbolos llenos conectados con línea sólida corresponden a halos con signos de subestructura mayores que el valor medio de la distribución global de desviaciones- Δ , estimadas usando todas las partículas del halo (resolución variable). Los símbolos vacíos conectados por línea a trazos representan a halos con desviaciones- Δ_{ran} mayores que la media de la distribución global cuando el índice de subestructura se calcula usando siempre 130 partículas seleccionadas aleatoriamente (misma resolución para todos los halos independientemente de la masa). La línea de puntos muestra el porcentaje de halos con $\Delta > \langle \Delta_i \rangle$, donde el índice Δ se calcula usando todas las partículas en cada halo y la media se evalúa usando sólo los halos que pertenecen al i -ésimo bin de masa. 55*

3.2 *Panel Izquierdo: Comparación de las masas de halos coincidentes en las simulaciones SIMA_LR y SIMA_HR. Las masas difieren en menos del 5%. Panel Derecho: Comparación de los índices Δ para los halos que coinciden en las simulaciones SIMA_LR y SIMA_HR. En ambos paneles los círculos, triángulos y cuadrados vacíos corresponden a halos en los rangos de masa $1 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 3 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $3 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 6 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$ y $6 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 10^{15}h^{-1}M_{\odot}$, respectivamente.* 56

3.3 *Los histogramas sombreados y vacíos muestran las distribuciones de desviación- Δ para halos (simMN) en el cuartil inferior y superior de tiempos (redshifts) de último merger mayor, respectivamente. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran halos en los rangos de masa $1.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 1.3 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $2.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 2.5 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $4.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 5.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $6.3 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 8.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$. En cada panel $\langle \Delta \rangle = 1.0, 1.7; 1.3, 2.0; 1.7, 2.5; 1.9, 2.8$, para los cuartiles superior e inferior de redshift de último merger mayor, respectivamente.* 59

3.4 *Los histogramas sombreados y vacíos muestran las distribuciones de Δ_{subh} para halos (simMN) en el cuartil inferior y superior de tiempos (redshifts) de último merger mayor, respectivamente. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran halos en los rangos de masa $1.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 1.3 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $2.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 2.5 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $4.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 5.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $6.3 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 8.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$. En cada panel $\langle \Delta_{subh} \rangle = 0.39, 0.55; 0.43, 0.51; 0.44, 0.54; 0.45, 0.54$, para los cuartiles superior e inferior de redshift de último merger, siendo la mayor cantidad de partículas que resuelven estos halos la responsable de la tendencia mencionada.* 60

- 3.5 *En línea de puntos se muestran las distribuciones de Δ_{subh} para halos (simMN) en el cuartil inferior de tiempos (redshifts) de último merger mayor. Los histogramas vacíos/sombreados corresponden a halos con semiejes mayores (a) menores/mayores que la mediana de la distribución. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran halos en los rangos de masa $1.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 1.3 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $2.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 2.5 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $4.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 5.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $6.3 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 8.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$. En cada panel $\langle \Delta_{subh} \rangle = 0.48, 0.63$; $0.40, 0.62$; $0.43, 0.64$; $0.45, 0.64$, para las distribuciones representadas por los histogramas vacíos y sombreados, respectivamente. 62*
- 3.6 *En línea de puntos se muestran las distribuciones de Δ_{subh} para halos (simMN) en el cuartil inferior de tiempos (redshifts) de último merger mayor. Los histogramas vacíos/sombreados corresponden a halos con dispersiones de velocidades (σ_v) menores/mayores que la mediana de la distribución. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran halos en los rangos de masa $1.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 1.3 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $2.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 2.5 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $4.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 5.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $6.3 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 8.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$. En cada panel $\langle \Delta_{subh} \rangle = 0.49, 0.62$; $0.42, 0.60$; $0.44, 0.63$; $0.46, 0.64$, para las distribuciones representadas por los histogramas sombreados y vacíos, respectivamente. 64*
- 3.7 *Correlación Δ_{subh} vs. σ_v para halos (simMN) en el cuartil inferior de tiempos (redshifts) de último merger mayor. Los puntos azules/rojos corresponden a halos con semiejes mayores (a) mayores/menores que la mediana de la distribución. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran halos en los rangos de masa $1.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 1.3 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $2.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 2.5 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $4.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 5.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, $6.3 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 8.0 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$ 65*
- 3.8 *Dependencia de la estadística- Δ con el número de miembros para grupos de galaxias extraídos del catálogo Sloan (versión 6), en un dado bin de masa ($5.2 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot} < M < 1.1 \times 10^{14}h^{-1}M_{\odot}$). Las barras de errores corresponden a incertezas Poisson y el bineado a igual número de objetos. 68*

3.9	<i>Correlación entre la probabilidad \mathcal{P}, de que un grupo obtenga un valor de subestructura mayor o igual a su Δ_{obs} luego de mezclar aleatoriamente las velocidades de sus galaxias, y el valor de Δ_{obs}.</i>	69
3.10	<i>Mediana de la probabilidad \mathcal{P}, de que un grupo obtenga un valor de subestructura mayor o igual a su Δ_{obs} luego de mezclar aleatoriamente las velocidades de sus galaxias, como función del número de galaxias miembros. Las barras de errores corresponden a incertezas Poisson.</i>	70
3.11	<i>Distribución de la dispersión 1σ del parámetro-Δ normalizada a la Δ_{obs} del grupo correspondiente, para grupos de más de 40 miembros utilizando sólo diez galaxias. Se utilizan para el cálculo de σ_{Δ} 100 realizaciones. La línea vertical ubicada en $\sim 32\%$ corresponde a la media de la distribución.</i>	72
3.12	<i>Distribución de Δ_{obs} para grupos de galaxias extraídos de la muestra total pero con una significancia $> 99\%$. La línea vertical ($\Delta_{obs} = 1.65$) corresponde a la media de la distribución.</i>	73
3.13	<i>Porcentajes de grupos con Δ_{obs} detectado con un nivel de confianza superior al 99%, para grupos de galaxias en distintos rangos de masa.</i>	74
4.1	<i>El panel superior izquierdo muestra el scatter-plot de la correlación forma-dispersión de velocidades para halos de materia oscura identificados en SIMMN con masas $3.15 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 3.96 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. Los contornos de isodensidad en el panel superior derecho muestran todos los halos en el rango de masa mencionado. En el panel inferior izquierdo se representa en línea delgada a los halos con tiempos de formación (z_{form}) tempranos y en línea gruesa a aquellos con tiempos tardíos de formación. El panel inferior derecho separa a los halos de acuerdo a sus tiempos de último merger mayor (z_{lmm}). Las líneas delgada y gruesa denotan halos con z_{lmm} tempranos y recientes, respectivamente.</i>	76
4.2	<i>Coefficientes de Spearman de la correlación $c/a - \sigma_v$ para halos en diferentes rangos de masa considerando por separado la muestra total (puntos llenos), los halos tempranos (línea delgada) y los halos tardíos (línea gruesa).</i>	78

4.3	<i>Evolución de la distancia entre los centros de masas de dos sistemas de igual masa ($M \sim 1 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$) durante un evento de merger. Las líneas verticales denotan los tiempos de pasajes pericéntricos [Faltenbacher et al. (2007)].</i>	80
4.4	<i>Evolución de la dispersión de velocidades de los sistemas de la Figura 4.3, normalizada al valor de σ_v, en redshift 0.2, del progenitor más masivo. Las líneas gruesa y delgada corresponden al cálculo efectuado con todas las partículas encontradas dentro de un radio determinado, con origen en cada progenitor. Los diferentes paneles explicitan el valor del radio considerado. Las líneas horizontales punteadas denotan la unidad para el panel correspondiente y el cero para el panel superior inmediato. Las líneas verticales denotan los tiempos de pasajes pericéntricos. [Faltenbacher et al. (2007)].</i>	81
4.5	<i>Correlación forma-dispersión de velocidades para halos de materia oscura identificados en SIMMN con masas $3.15 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 3.96 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. En ambos paneles se representa en línea delgada a los halos con índices de subestructura bajos y en línea gruesa a aquellos con índices altos. Los paneles izquierdo y derecho corresponden a los contornos de isodensidad calculados considerando las medidas de subestructura Δ y Δ_{subh}, respectivamente.</i>	83
4.6	<i>Distribución espacial de las partículas pertenecientes a un halo de masa $M \sim 4 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ en fase de merger. El sistema no muestra evidencias de subestructura según el índice Δ_{subh}, pero sí según la estadística Δ. Los segmentos representan a los vectores velocidad, con origen en los puntos llenos, y evidencian la presencia de los dos sistemas involucrados en el merger.</i>	84
5.1	<i>Panel izquierdo: Fracción de halos en la submuestra H_{0-7} (histograma a rayas verticales), H_{10-17} (histograma vacío) y H_{30-50} (histograma a rayas horizontales). Panel derecho: El contraste de densidad medio δ_r calculado en esferas de $8 h^{-1} \text{Mpc}$, como función de la distancia $r_{cluster}$. Las barras de error representan los cuantiles de 33% y 67% de la distribución correspondiente.</i>	92

- 5.2 *Cocientes entre las desviaciones- Δ como función de la masa de los halos y el medioambiente. La línea llena representa la razón $\langle H_{0-7} \rangle / \langle H_{30-50} \rangle$ y la línea de puntos la razón $\langle H_{10-17} \rangle / \langle H_{30-50} \rangle$. Las barras de error están basadas en la propagación de las incertezas individuales de la desviación- Δ 93*
- 5.3 *Panel izquierdo: Razones axiales medias c/a como función de la masa de los halos y del medioambiente. Las líneas de puntos, a rayas y a rayas largas corresponden a las submuestras de halos a diferentes distancias cúmulo-grupo (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50} , respectivamente). Las desviaciones estándar de las distribuciones de cocientes axiales para las distintas submuestras y los distintos rangos de masa se encuentran entre 0.11 y 0.12. Las barras de error fueron calculadas usando la técnica de remuestreo bootstrap. La línea sólida denota el ajuste de Allgood et al. (2005). Panel derecho: Cociente axial medio como función de la masa sólo para la muestra H_{0-7} (línea de puntos). Los cuadrados y los triángulos corresponden a los halos en la mencionada muestra con valores de desviación- Δ más bajos y más altos que $\langle \Delta_{bin} \rangle$, respectivamente. 95*
- 5.4 *Distribuciones del cociente axial c/a para halos en el rango de masas $3.8 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 1 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$. Los histogramas rayado, a puntos y vacío corresponden a las muestras H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50} , cuyas medias son 0.50, 0.48 y 0.47, respectivamente. La dispersión 1σ es en cada caso ~ 0.1 96*
- 5.5 *Para la muestra total de halos, los círculos unidos por línea llena muestran la función forma-masa cuando la forma es calculada usando todas las partículas de cada halo. Los cuadrados unidos por línea de puntos muestran la mencionada relación, pero con las formas calculadas como la media de 100 realizaciones donde cada vez se seleccionan aleatoriamente sólo 130 partículas por halo. 97*

- 5.6 *Dispersión de velocidades media como función de la masa de los halos y del medioambiente. Panel izquierdo: Resultados para las tres submuestras usuales a diferentes distancias grupo-cúmulo (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50}), con los tipos de líneas ya definidos en la Figura 5.3. La línea a puntos y rayas corresponde a halos con $r_{cluster} < 4h^{-1}\text{Mpc}$ (los resultados para H_{10-17} y H_{30-50} son idénticos). Los errores, calculados con la técnica bootstrap, son pequeños, típicamente de $10 - 20\text{kms}^{-1}$. Panel derecho: Resultados para la submuestra H_{0-7} , los cuadrados corresponden a halos con $\Delta < \langle \Delta_{bin} \rangle$ y los triángulos a halos con $\Delta > \langle \Delta_{bin} \rangle$ 99*
- 5.7 *Frecuencias de cocientes de masas involucradas en los últimos mergers mayores experimentados por halos extraídos de la SIMMN. Las líneas de puntos, a rayas y a rayas largas corresponden a submuestras de halos seleccionados según su distancia al "cúmulo" masivo más cercano, equivalentes a las H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50} , respectivamente. 101*
- 5.8 *Panel izquierdo: Alineamientos medios de los ejes mayores de los elipsoides de forma y de velocidades $\langle \hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_v \rangle$, como función de la masa de los halos para las tres submuestras usuales a diferentes distancias grupo-cúmulo (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50}), con los tipos de líneas ya definidos en la Figura 5.3. Los errores fueron calculados haciendo uso de la técnica bootstrap. Panel derecho: Resultados para la submuestra H_{0-7} , los cuadrados corresponden a halos con $\Delta < \langle \Delta_{bin} \rangle$ y los triángulos a halos con $\Delta > \langle \Delta_{bin} \rangle$ 102*
- 5.9 *Panel izquierdo: Alineamientos medios del eje menor del elipsoide de forma con el momento angular $\langle \hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}} \rangle$, como función de la masa de los halos para las tres submuestras usuales a diferentes distancias grupo-cúmulo (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50}), con los tipos de líneas ya definidos en la Figura 5.3. Los errores fueron calculados haciendo uso de la técnica bootstrap. Panel derecho: Resultados para la submuestra H_{0-7} , los cuadrados corresponden a halos con $\Delta < \langle \Delta_{bin} \rangle$ y los triángulos a halos con $\Delta > \langle \Delta_{bin} \rangle$. 104*

5.10 *Panel izquierdo: Correlación entre la dirección grupo-cúmulo y la orientación del eje mayor de forma $\langle \hat{\mathbf{d}}_{\text{gh}} \cdot \hat{\mathbf{a}} \rangle$, como función de la masa de los halos para las tres submuestras usuales a diferentes distancias grupo-cúmulo (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50}), con los tipos de líneas ya definidos en la Figura 5.3. Los errores fueron calculados haciendo uso de la técnica bootstrap. Panel derecho: Resultados para la submuestra H_{0-7} , los cuadrados corresponden a halos con $\Delta < \langle \Delta_{\text{bin}} \rangle$ y los triángulos a halos con $\Delta > \langle \Delta_{\text{bin}} \rangle$ 105*

5.11 *Panel izquierdo: Correlación entre la dirección grupo-cúmulo y la orientación del eje menor de forma $\langle \hat{\mathbf{d}}_{\text{gh}} \cdot \hat{\mathbf{c}} \rangle$, como función de la masa de los halos para las tres submuestras usuales a diferentes distancias grupo-cúmulo (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50}), con los tipos de líneas ya definidos en la Figura 5.3. Los errores fueron calculados haciendo uso de la técnica bootstrap. Panel derecho: Resultados para la submuestra H_{0-7} , los cuadrados corresponden a halos con $\Delta < \langle \Delta_{\text{bin}} \rangle$ y los triángulos a halos con $\Delta > \langle \Delta_{\text{bin}} \rangle$ 106*

6.1 *Panel Superior: Distribuciones de masas de las submuestras de baja y alta subestructura. Ver método de selección de halos en el texto. Panel Inferior: Distribuciones del índice Δ de las muestras de baja y alta subestructura. El número de halos en cada submuestra es ~ 14200 . Las líneas continua/de puntos corresponden a la submuestra de alta/baja subestructura. Se consideran halos en el rango de masas $1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 2 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ 114*

- 6.2 *Panel Izquierdo: Funciones de autocorrelación $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$ para las submuestras de halos con indicadores de subestructura, Δ , altos ($\xi_{may}(r)$ en línea llena con $r_0 = 8.08 \pm 0.16$ $\alpha = -1.76 \pm 0.07$) y bajos ($\xi_{men}(r)$ en línea de puntos $r_0 = 6.37 \pm 0.12$ $\alpha = -1.75 \pm 0.09$), respectivamente. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife. Panel Derecho: En el panel superior se muestra el promedio de las funciones de autocorrelación de halos en las submuestras descritas precedentemente, en un rango $3h^{-1}\text{Mpc} < r < 20h^{-1}\text{Mpc}$, para halos con masas mayores que la que indica el eje de absisas. El panel inferior muestra el cociente de dichas funciones, donde las barras de error se estiman por propagación de los errores jack-knife calculados en el panel superior. 116*
- 6.3 *Panel Izquierdo: Funciones de autocorrelación, $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$, para las submuestras de halos con parámetros de forma, c/a , altos (línea llena $r_0 = 8.78 \pm 0.19$ $\alpha = -1.77 \pm 0.06$) y bajos (línea de puntos $r_0 = 6.17 \pm 0.14$ $\alpha = -1.70 \pm 0.10$), respectivamente. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife. Panel Derecho: En el panel superior se muestra el promedio de las funciones de autocorrelación de halos en las submuestras descritas anteriormente, en un rango $3h^{-1}\text{Mpc} < r < 20h^{-1}\text{Mpc}$, para halos con masas mayores que la que indica el eje de absisas. El panel inferior muestra el cociente de dichas funciones, donde las barras de error se estiman por propagación de los errores jack-knife calculados en el panel superior. 118*
- 6.4 *Panel Izquierdo: Funciones de autocorrelación, $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$, para las submuestras de halos con dispersiones de velocidades, σ , altos (línea llena $r_0 = 7.70 \pm 0.16$ $\alpha = -1.76 \pm 0.07$) y bajos (línea de puntos, $r_0 = 6.15 \pm 0.13$ $\alpha = -1.61 \pm 0.09$), respectivamente. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife. Panel Derecho: En el panel superior se muestra el promedio de las funciones de autocorrelación de halos en las submuestras descritas anteriormente, en un rango $3h^{-1}\text{Mpc} < r < 20h^{-1}\text{Mpc}$, para halos con masas mayores que la que indica el eje de absisas. El panel inferior muestra el cociente de dichas funciones, donde las barras de error se estiman por propagación de los errores jack-knife calculados en el panel superior. 120*

- 6.5 *Panel Izquierdo: Funciones de autocorrelación, $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$, para las submuestras de halos con módulos de sus momentos angulares, $|\mathbf{L}|$, altos (línea llena $r_0 = 8.77 \pm 0.20$ $\alpha = -1.82 \pm 0.07$) y bajos (línea de puntos $r_0 = 5.55 \pm 0.12$ $\alpha = -1.75 \pm 0.10$), respectivamente. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife. Panel Derecho: En el panel superior se muestra el promedio de las funciones de autocorrelación de halos en las submuestras descritas anteriormente, en un rango $3h^{-1}\text{Mpc} < r < 20h^{-1}\text{Mpc}$, para halos con masas mayores que la que indica el eje de absisas. El panel inferior muestra el cociente de dichas funciones, donde las barras de error se estiman por propagación de los errores jack-knife calculados en el panel superior. 121*
- 6.6 *Panel Izquierdo: Funciones de autocorrelación, $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$, para las submuestras de halos con ángulos de alineamientos $|\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_v|$, altos (línea llena $r_0 = 5.16 \pm 0.14$ $\alpha = -1.70 \pm 0.12$) y bajos (línea de puntos $r_0 = 10.11 \pm 0.20$ $\alpha = -1.71 \pm 0.05$), respectivamente. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife. Panel Derecho: En el panel superior se muestra el promedio de las funciones de autocorrelación de halos en las submuestras descritas precedentemente, en un rango $3h^{-1}\text{Mpc} < r < 20h^{-1}\text{Mpc}$, para halos con masas mayores que la que indica el eje de absisas. El panel inferior muestra el cociente de dichas funciones, donde las barras de error se estiman por propagación de los errores jack-knife calculados en el panel superior. 122*
- 6.7 *Panel Izquierdo: Funciones de autocorrelación, $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$, para las submuestras de halos con ángulos de alineamientos $|\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}|$, altos (línea llena $r_0 = 7.15 \pm 0.14$ $\alpha = -1.73 \pm 0.07$) y bajos (línea de puntos $r_0 = 6.72 \pm 0.14$ $\alpha = -1.52 \pm 0.08$), respectivamente. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife. Panel Derecho: En el panel superior se muestra el promedio de las funciones de autocorrelación de halos en las submuestras descritas anteriormente, en un rango $3h^{-1}\text{Mpc} < r < 20h^{-1}\text{Mpc}$, para halos con masas mayores que la que indica el eje de absisas. El panel inferior muestra el cociente de dichas funciones, donde las barras de error se estiman por propagación de los errores jack-knife calculados en el panel superior. 124*

6.8	<i>Distribuciones de masas (panel izquierdo) y de números de galaxias miembros (panel derecho), para las muestras de grupos con alto (histograma rayado) y bajo (histograma vacío) índice-Δ.</i>	127
6.9	<i>Funciones de correlación para grupos con alto (línea llena $r_0 = 12.64 \pm 1.34$ $\alpha = -1.72 \pm 0.26$) y bajo (línea de puntos $r_0 = 9.50 \pm 1.12$ $\alpha = -1.73 \pm 0.34$) nivel de subestructura. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife.</i>	128
6.10	<i>Distribución de la dispersión 1σ del parámetro de forma b/a normalizada al b/a del grupo correspondiente, para grupos de más de 40 miembros utilizando sólo diez galaxias. Se utilizan para el cálculo de $\sigma_{(b/a)}$ 100 realizaciones. La línea vertical ubicada en $\sim 29\%$ corresponde a la media de la distribución.</i>	129
6.11	<i>Funciones de correlación para grupos con alto (línea llena $r_0 = 12.87 \pm 1.24$ $\alpha = -1.74 \pm 0.20$) y bajo (línea de puntos $r_0 = 10.29 \pm 0.97$ $\alpha = -1.74 \pm 0.27$) cociente c/a. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife.</i>	130
6.12	<i>Dependencia del tiempo de formación con la masa para halos en distintos medioambientes. Los colores rojo/azul representan al 25% de los halos situados en las regiones de más alta/baja densidad según δ_r. Las líneas llenas, a rayas y de puntos denotan a la muestra total, de baja Δ y alta Δ, respectivamente.</i>	134

Introducción

Nuestra comprensión actual acerca de cómo se forman y evolucionan las estructuras, se encuentra basada en el paradigma de Materia Oscura Fría. De acuerdo a este modelo jerárquico, las estructuras cósmicas del Universo son el resultado de la amplificación y evolución gravitatoria de pequeñas fluctuaciones o perturbaciones en el campo de densidades, primordialmente gaussiano. A escalas relativamente chicas la materia oscura colapsa formando halos densos que eventualmente alcanzan o se acercan a un equilibrio virial. Estos halos evolucionan hacia estructuras más grandes a través de la agregación anisotrópica de materia o de fusiones entre halos o "*mergers*", por lo cual se espera que los halos más masivos se formen en tiempos más tardíos. Por otra parte, la componente gaseosa cae en los pozos de potencial creados por los halos oscuros, en donde puede enfriarse, formar estrellas y -a través de procesos astrofísicos- entidades más complejas como las galaxias (ej. [White & Rees (1978)] [White & Frenk (1991)]). Un aspecto fundamental a tener en cuenta en esta descripción, es la asunción de que la estructura y la evolución de una galaxia, la cual se origina y evoluciona dentro de los pozos de potencial de la materia oscura, están influenciadas por la estructura y la evolución del halo de materia oscura que la rodea. La historia de fusiones o *mergers* del halo, la frecuencia de estos eventos y la distribución de masa de los sistemas agregados, determinarán la tasa a la cual el gas se enfriará para poder formar estrellas. Mientras que su perfil de densidad, su forma y su distribución de momento angular determinarán la estructura, el tamaño y la curva de rotación de la galaxia que se forma en su interior (ej. [Dalcanton, Spergel & Summers (1997)] [Mo, Mao & White (1998)]).

El entendimiento de las propiedades y de la distribución espacial de las galaxias, se encuentra así condicionado por el entendimiento de las propiedades y la distribución de los halos oscuros, y puesto que se observa que las propiedades de las galaxias varían como función del medioambiente, es de esperar que también las propiedades de sus halos

varíen como función del medioambiente.

El estudio de las propiedades de los halos de materia oscura, tales como estructura interna, historia de formación y patrones de agrupamiento o "*clustering*", ha sido llevado a cabo utilizando simulaciones numéricas y modelos analíticos. Haciendo uso de estas herramientas, se ha demostrado que la distribución espacial de halos de materia oscura presenta un sesgo -conocido con el nombre de "*halo bias*"- claramente asociado a sus masas, a saber, los halos más masivos se encuentran más fuertemente agrupados [Mo & White (1996)] [Jing (1998)] [Seljak & Warren (2004)]. Esta dependencia del *halo bias* con la masa, ha jugado un rol crucial a la hora de entender la función de correlación -tanto de halos oscuros como de galaxias- vía los llamados "Modelos de Halo" ("*Halo Model*") [Mo, Jing & Börner (1997)] [Ma & Fry (2000)] [Seljak (2000)], "Modelos de Ocupación de Halos" (HOD por sus siglas en inglés de "*Halo Occupation Models*") [Jing, Mo & Borner (1998)] [Peacock & Smith (2000)] [Zheng et al. (2005)] y la Función de Luminosidad Condicional [Yang, Mo & van den Bosch (2003)].

La dependencia mencionada entre la distribución espacial de los halos y sus masas, es una característica esperada por el "Modelo de Conjuntos de Excursión" ("*Excursion-Set Model*"), el cual se basa en un colapso esférico sobre un campo de densidades inicialmente gaussiano. En el modelo más simple la historia de formación de un halo está completamente determinada por el campo de densidades local, independientemente de la distribución de masa a gran escala. El *clustering* de los halos a gran escala, resulta en este modelo, independiente del tiempo de formación de los mismos (ej. [Mo & White (1996)] [Bond et al. (1991)]).

Sin embargo, haciendo uso de simulaciones numéricas, se encontró que en el paradigma estándar Λ CDM el *halo bias*, además de depender de la masa, correlaciona también con el tiempo de formación de los halos de materia oscura [Gao et al. (2005)]. Para una dada masa, los halos que tienen tiempos de formación más tempranos están típicamente más fuertemente agrupados en el espacio. Esta dependencia con la edad del *clustering* de los halos oscuros, ha sido confirmada por estudios independientes [Zhu et al. (2006)] [Harker et al. (2006)], encontrándose además que el efecto es fuerte para los halos menos masivos, mientras que podría desaparecer o incluso revertirse para los halos masivos [Wechsler et al. (2006)] [Wetzel et al. (2007)] [Li, Mo & Gao (2008)].

Finalmente, puesto que el tiempo de formación de un halo está relacionado con su parámetro de concentración [Jing (2000)] [Wechsler et al. (2002)] [Zhao et al. (2003)a,b] [Lu et al. (2006)], la dependencia del "halo bias" con el tiempo de formación puede

manifestarse indirectamente como una dependencia con el parámetro de concentración. En la actualidad el término "Sesgo de Ensamble" o "*Assembly Bias*", se utiliza para hacer mención de cualquier posible correlación entre la distribución espacial de los halos y sus propiedades internas.

Es importante destacar que en la literatura reciente no se encuentra una consistencia entre los diferentes resultados sobre los fenómenos mencionados, un hecho que demuestra la necesidad de estudiar tales fenómenos en profundidad y utilizando simulaciones numéricas cosmológicas de alta resolución. El trabajo desarrollado en esta tesis apunta en esta dirección, investigándose la relación existente entre el medioambiente y distintas propiedades de halos con masas comparables a la de grupos y cúmulos pobres de galaxias. El hecho de que estas correlaciones existan para las propiedades de galaxias, manifiesta la necesidad de construir modelos más precisos.

1 Herramientas Teóricas y Numéricas

1.1 El Modelo Estándar

Un escenario plausible para la caracterización de nuestro Universo, que es hoy aceptado por la mayoría de los cosmólogos, se encuentra descrito por la llamada teoría del *Big Bang*, donde el Universo se entiende como un sistema que evoluciona desde un estado altamente comprimido hace alrededor 10^{10} años. Esta teoría encuentra sus raíces en la ley de Hubble descubierta a principios del siglo pasado y, a diferencia de otras teorías alternativas, ha demostrado ser singularmente exitosa sobreviviendo toda clase de observaciones cosmológicas. Se cuenta por lo tanto con un modelo extremadamente sofisticado que permite explicar de una manera satisfactoria hechos observacionales en un amplio rango de corrimientos al rojo o *redshifts*, tales como la historia térmica, la nucleosíntesis, las fluctuaciones del fondo de microondas [Hinshaw et al. (2007)] y la Estructura en Gran Escala de la distribución de galaxias observada ([Tegmark et al.(2004)], [Cole et al. (2005)]), entre otros.

El Modelo Estándar provee entonces de un marco satisfactorio dentro del cual pueden cambiarse o mejorarse las interpretaciones de los datos observacionales, o hacer extensiones de la teoría (anisotropías, rotación, campos magnéticos), manteniendo sin cambios fundamentales las características básicas del modelo.

Para poder definir un modelo cosmológico se necesitan tres pilares fundamentales: (i) la teoría de la relatividad general de Einstein, más precisamente las ecuaciones de campo de Einstein, las cuales relacionan la geometría del Universo con su contenido de energía y materia a través de la ecuación

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (1.1)$$

donde $R_{\mu\nu}$ y R son el tensor y el escalar de Ricci (obtenido a partir de la contracción del tensor de curvatura de Riemann) respectivamente, $g_{\mu\nu}$ es el tensor que describe

la métrica, G es la constante de gravitación de Newton, $T_{\mu\nu}$ es el tensor de energía-momento y Λ es la constante cosmológica; (ii) una métrica que describa las simetrías del problema, la cual si se adopta como verdadero el principio cosmológico, el cual asume que el Universo es homogéneo e isotrópico, está bien definida por la métrica de Robertson-Walker [Weinberg, 1972]:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right), \quad (1.2)$$

donde $a(t)$ es el factor de expansión y la constante $k = -1, 0, 1$ describe la curvatura espacial ($k = 0$ reduce la parte espacial de la ecuación anterior al espacio euclidiando); y (iii) una ecuación de estado que especifique las propiedades físicas del contenido de materia y energía.

Hasta hace algunos años se asumía que las propiedades dinámicas de la evolución del Universo estaban bien descritas por el modelo Einstein-DeSitter ($\Omega = 1$). Sin embargo, este modelo de Universo plano caracterizado por materia fría, fue puesto en cuestionamiento al descubrirse una aceleración en la expansión cósmica, la cual indica que el Universo se encuentra actualmente dominado por alguna clase de "energía del vacío" (que puede tomar la forma de una constante cosmológica Λ), asociada con el espacio-tiempo y no con el contenido de materia, con gravitación repulsiva. Según análisis recientes sobre supernovas de tipo Ia y el fondo cósmico de microondas, la contribución de tal "energía del vacío" al contenido total de energía del Universo puede ser importante. La forma más simple de esta energía quintaesencia es la energía invariante de Lorentz, la cual muestra una densidad constante durante la expansión del Universo.

Matemáticamente, esta situación equivale a incluir una constante cosmológica en las ecuaciones de campo de Einstein. Si éstas son resueltas haciendo uso de la métrica anteriormente mencionada, dan lugar al modelo plano de Friedmann-Lamaître, el cual reemplaza al de Einstein-deSitter como Modelo Estándar, y deriva en la ecuación

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3} \rho_{tot} \quad (1.3)$$

donde ρ_{tot} es la densidad media de energía total del Universo y $H = \dot{a}/a$ es el parámetro de Hubble (que para *redshift* $z = 0$ vale $73 \pm 3 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ [Contaldi et al. (2003)]), la cual da la velocidad de un objeto situado a una distancia d debida a la expansión del Universo, a través de la ley de Hubble $v = Hd$.

Usando la ecuación 1.3 puede verse que el Universo es plano ($k = 0$) si la densidad de

energía es igual a la densidad crítica, ρ_c

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (1.4)$$

definición con la cual, se puede expresar la abundancia de cualquier tipo de sustancia en el Universo (materia, radiación o energía del vacío), en términos de ρ_c . Se define entonces la cantidad Ω_i , para una sustancia de especie i y densidad ρ_i , como

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad (1.5)$$

Además

$$\Omega = \sum_i \Omega_i = \sum_i \frac{\rho_i}{\rho_c}, \quad (1.6)$$

así, la ecuación 1.3 se puede reescribir como

$$\Omega - 1 = \frac{k}{H^2 a^2}, \quad (1.7)$$

de donde puede verse que el signo de la constante k queda determinado por el valor de Ω , según sea éste mayor, igual o menor que la unidad. La manera en la que los Ω_i evolucionan con el tiempo depende de la ecuación de estado de la componente correspondiente. Una vez determinado este comportamiento puede obtenerse una expresión general para la tasa de expansión [Bergstrom (2000)]

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = \left[\Omega_{d\epsilon}(1+z)^{3(1+\omega)} + \Omega_K(1+z)^2 + \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^4 \right], \quad (1.8)$$

donde z es el corrimiento al rojo o "redshift", M y R son índices que corresponden a la materia y a la radiación respectivamente, $\Omega_K = -k/(a_0^2 H_0^2)$ y $d\epsilon$ denota a una sustancia genérica con ecuación de estado $p_{d\epsilon} = \omega \rho_{d\epsilon}$ (en particular para el caso con constante cosmológica $\omega = -1$).

Con respecto al material constituyente de nuestro Universo, existen diferentes estudios que indican que vivimos en un Universo con densidad total cercana al valor crítico $\Omega = 1$ (ej. Spergel et al. 2007), donde la mayor parte de la materia es no luminosa. Tales estudios incluyen observaciones de sistemas astrofísicos con tamaños que abarcan desde escalas galácticas a cosmológicas, tales como curvas de rotación de galaxias, lentes gravitacionales, velocidades orbitales de galaxias dentro de cúmulos, el fondo de microondas, la estructura en gran escala y la abundancia de elementos livianos. Sin embargo, pese a la abrumante cantidad de evidencia a favor de la existencia de materia

oscura, no se ha tenido éxito a la hora de identificar la naturaleza de la o las partículas constituyentes de esta substancia. Para tal fin se llevan a cabo métodos directos, los cuales están diseñados de manera tal de observar el *scattering* elástico de las partículas de materia oscura, como así también métodos indirectos, destinados a detectar el producto de la aniquilación de materia oscura (rayos gamas, neutrinos, positrones, antiprotones, antideuterones, radiación de sincrotron, rayos X).

1.2 Función de Correlación y Espectro de Potencias

Sin lugar a dudas una de las más potentes herramientas en el estudio estadístico de la distribución de materia en el Universo, es la función de correlación bipuntual, $\xi(r)$, introducida inicialmente por [Totsuji & Kihara (1969)] y posteriormente desarrollada por Peebles y colaboradores ([Peebles & Hauser (1974)] [Peebles (1975)] [Groth & Peebles (1997)]). Siguiendo a [Peebles (1993)], ésta puede ser definida utilizando la probabilidad conjunta dP que dos objetos se encuentren en dos elementos de volumen dV_1 y dV_2 separados por una distancia r

$$dP = n^2 dV_1 dV_2 [1 + \xi(r)] \quad (1.9)$$

donde n es la densidad numérica. Esto es equivalente a la probabilidad condicional de encontrar un objeto en el elemento de volumen dV a una distancia r de otro objeto, o sea

$$dP = n dV [1 + \xi(r)] \quad (1.10)$$

de manera que para una distribución al azar $\xi(r) = 0$.

Las definiciones anteriores pueden ser generalizadas para órdenes más altos, por ejemplo el siguiente orden correspondería a la función de correlación de tres puntos, la cual es la probabilidad conjunta de encontrar tres objetos en tres elementos de volumen ubicados en los vértices de un triángulo determinado.

Para estimar la función de correlación para una determinada muestra es necesario calcular cual sería el número de "pares" separados por una distancia r que habría en una muestra sin correlación. En la práctica esto se consigue creando una muestra al azar mucho mayor en número que la muestra bajo estudio y contando los pares, ya sea tomando como vecinos los objetos de la misma muestra al azar (RR) o la muestra real (DR). Una vez obtenido ésto, la función de correlación puede ser calculada utilizando alguno de los estimadores más comunes

$$1 + \xi = \frac{DD N_R^2}{RR N_D^2} \quad (1.11)$$

$$1 + \xi = \frac{DD N_R}{DR N_D} \quad (1.12)$$

$$1 + \xi = \frac{DDRR}{(DR)^2} \quad (1.13)$$

$$1 + \xi = \frac{DD N_R^2}{RR N_D^2} - 2 \frac{DR N_R}{RR N_D} + 1 \quad (1.14)$$

$$(1.15)$$

donde DD es el número de pares en la muestra real y N_D y N_R son el número de objetos en la muestra real y en la muestra aleatoria respectivamente.

Las estimaciones de la función de correlación de dos puntos para las galaxias muestran que ésta tiene un comportamiento correspondiente a una ley de potencias [Peebles (1993)] de la forma

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\gamma} \quad (1.16)$$

con valores de $\gamma \sim 1.77$ y r_0 que va desde $\sim 5h^{-1}\text{Mpc}$ para las galaxias hasta $\sim 20h^{-1}\text{Mpc}$ para cúmulos ricos.

No menos importante que la función de correlación es el espectro de potencias. Si el campo de densidad es $\rho(\mathbf{r})$ entonces se define el campo de fluctuaciones en densidad $\delta(\mathbf{r})$ como:

$$\delta(\mathbf{r}) = \frac{\rho(\mathbf{r}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \quad (1.17)$$

donde $\bar{\rho}$ es la densidad media del Universo.

El campo de fluctuaciones mencionado puede ser también descrito en el espacio de fases simplemente a través de la transformada de Fourier

$$\delta(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\delta}(\mathbf{k}) e^{-2\pi i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d^3k \quad (1.18)$$

Si se asume isotropía y además se tiene en cuenta el valor de expectación $\langle \delta(\mathbf{k}) \rangle = 0$ (los símbolos $\langle \rangle$ indican promedio en todas las direcciones de \mathbf{k}), entonces la caracterización de las fluctuaciones en densidad, las cuales están descritas por un campo gaussiano, quedan completamente descritas por el espectro de potencias definido de la siguiente manera:

$$P(k) = \langle |\tilde{\delta}(\mathbf{k})|^2 \rangle \quad (1.19)$$

El espectro de potencias $P(k)$, es una función que relaciona amplitudes de fluctuaciones en densidad de longitud de onda λ con su número de onda k , donde $k \equiv 2\pi/\lambda$.

Ahora nótese que la función de correlación puede ser escrita como

$$\xi(r) = \langle \delta(\mathbf{x})\delta(\mathbf{x} - \mathbf{r}) \rangle \quad (1.20)$$

donde ahora los símbolos $\langle \rangle$ indican promedio sobre \mathbf{x} . Utilizando la ecuación 1.18 y reemplazando en la ecuación anterior resulta que

$$\xi(r) = \int_{-\infty}^{\infty} (\tilde{\delta}(\mathbf{k}))^2 e^{-2\pi i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (1.21)$$

o sea que la función de correlación es la transformada de Fourier del espectro de potencias. Por lo tanto éste puede ser calculado antitransformando la función de correlación obtenida anteriormente. Sin embargo, debido a que las muestras son finitas en número, la consecuente introducción de ruido hace que ésta no sea la manera más conveniente.

1.3 Simulaciones Numéricas Cosmológicas

Si bien el crecimiento inicial de las perturbaciones en el campo de densidades puede estudiarse haciendo uso de herramientas teóricas, la evolución subsecuente, altamente no lineal, no puede ser descripta analíticamente. El colapso de las fluctuaciones y la construcción jerárquica de las estructuras, puede sólo estudiarse a través de simulaciones que resuelven las ecuaciones de movimiento de forma numérica.

Como se ha mencionado anteriormente, el modelo más favorable es el modelo de materia oscura fría. La materia oscura fría puede ser descripta como un fluido no relativista y no colisional de partículas de masa m , posición \mathbf{r} y momento \mathbf{p} . La función densidad de probabilidad, $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, asocia cada punto en el espacio de las fases con un vector de seis dimensiones a un dado tiempo, dando el número de partículas de materia oscura con posiciones comprendidas entre x y $x+dx$, y y $y+dy$, z y $z+dz$, y componentes del momento comprendidas entre p_x y $p_x + dp_x$, p_y y $p_y + dp_y$, p_z y $p_z + dp_z$.

En un Universo que se expande (usualmente descripto por un modelo Friedmann-Lemaître) con un factor de escala $a = (1 + z)^{-1}$, \mathbf{r} es la posición comóvil y la función

densidad de probabilidad en el espacio de las fases del fluido de materia oscura, puede ser descrita por la ecuación no colisional de Boltzmann (o Vlasov)

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{ma^2} \nabla f - m \nabla \Phi \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = 0 \quad (1.22)$$

donde Φ es el potencial gravitacional, que se obtiene de resolver la ecuación de Poisson

$$\nabla^2 \Phi(\mathbf{r}, t) = 4\pi G a^2 [\rho(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}(t)] \quad (1.23)$$

siendo $\bar{\rho}(t)$ la densidad media y G la constante de gravitación. La densidad de masa $\rho(\mathbf{r}, t)$ se obtiene de integrar la función de distribución sobre los momentos $\mathbf{p} = ma^2 \dot{\mathbf{r}}$

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d^3 p \quad (1.24)$$

Este conjunto de ecuaciones multidimensional es resuelto usualmente usando un conjunto discreto de N partículas trazadoras de la materia oscura, que sólo pueden interactuar gravitacionalmente. En coordenadas comóviles, la solución se encuentra a través de resolver la ecuación de movimiento de las partículas

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -m \nabla \Phi \quad (1.25)$$

y

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{\mathbf{p}}{ma^2} \quad (1.26)$$

En términos de la velocidad peculiar $\mathbf{v} = a\dot{\mathbf{r}}$, estas ecuaciones pueden escribirse como

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \mathbf{v} \frac{\dot{a}}{a} = -\frac{\nabla \Phi}{a} \quad (1.27)$$

donde la derivada con respecto al tiempo del factor de expansión, puede obtenerse de la ecuación de Friedmann, asumiendo $\omega = -1$ para la ecuación de estado de la energía oscura (equivalentemente constante cosmológica Λ), según

$$\dot{a} = H_0 \sqrt{1 + \Omega_M(a^{-1} - 1) + \Omega_\Lambda(a^2 - 1)} \quad (1.28)$$

Un código de N -cuerpos consiste de dos fases básicas, en una se calcula el campo de fuerzas ejercido por una configuración dada de partículas, mientras que en la otra las partículas son desplazadas de acuerdo al cálculo obtenido en la fase anterior. Las aproximaciones básicas desde donde se puede atacar el problema de N -cuerpos consisten en resolver directamente el movimiento de las partículas o resolver la ecuación de Poisson.

Entre los métodos más usuales se puede mencionar: Suma directa, Método Árbol (o *Tree Code*), Método "Particle-Mesh", Híbridos (TreePM/P³M).

En este tipo de simulaciones cosmológicas, el volumen V donde evolucionan las partículas de materia oscura no puede considerarse aislado en el Universo, por lo que la región fuera de los límites geométricos del mismo, debe dar cuenta del campo de densidades con algún método. Considerar que existen límites periódicos es la única solución viable a este problema, lo cual por otro lado, exige naturalmente que el volumen que contiene a las partículas sea un cubo.

El tamaño del volumen V sumado al número N de partículas en esta representación de sistema de N -cuerpos, determinan las resoluciones en masa y espacial de la simulación.

1.3.1 Condiciones Iniciales

Para crear las condiciones iniciales a partir de las cuales comienzan a evolucionar las estructuras en una simulación cosmológica de N -cuerpos, se debe primero elegir un modelo cosmológico y luego reproducir las perturbaciones que darán lugar a las fluctuaciones de densidad iniciales.

Un modelo de universo temprano, que puede considerarse como generador de los mecanismos responsables de las perturbaciones iniciales es el de *Inflación* [Guth (1981)], el cual predice fluctuaciones de densidad gaussianas. En una descripción gaussiana, las fluctuaciones a un dado redshift inicial están completamente determinadas por una sola función, el espectro de potencias $P(k)$, descripto anteriormente. Para crear condiciones iniciales, suele utilizarse un reticulado cartesiano de tres dimensiones, con N divisiones o "grids" por dimensión. Cada *grid* ubicado en (x, y, z) se encuentra unívocamente asociado con un vector (n_x, n_y, n_z) . Este reticulado determina entonces el conjunto de puntos discretos k , en los que el espectro de potencias $P(k)$ tomará valores. Una vez elegido el espectro de potencias de acuerdo al modelo, se procede a calcular las fluctuaciones en densidad (ecuación 1.17) en el espacio- k , δ_k , las cuales corresponden a un valor complejo con amplitud A y fases θ aleatorias. La gaussianidad del campo de fluctuaciones, radica en el hecho que las amplitudes poseen una distribución gaussiana con una media $P(k)$. Un método para lograr las características mencionadas anteriormente, consiste en generar θ aleatoriamente en el intervalo $[0, 2\pi]$, y A tal que

$$A = \sqrt{(-\log(R)) * P(k)} \quad (1.29)$$

con R elegido aleatoriamente de una manera uniforme en el intervalo $[0, 1]$. Así, puede obtenerse

$$\delta_k = Ae^{i\theta} \quad (1.30)$$

para luego, aplicando la transformada de Fourier sobre los valores de δ_k , obtener las fluctuaciones de densidades, δ_r , en cada *grid* espacial del volumen de la simulación. Usando la ecuación 1.17, puede obtenerse la densidad física de materia como

$$\rho_{DM}(\mathbf{r}) = (1 + \delta_r)\bar{\rho}_{DM} \quad (1.31)$$

donde $\bar{\rho}_{DM}$ es la densidad media de materia oscura en la simulación. En el régimen lineal las perturbaciones en las densidades de materia oscura y bariones se encuentran acopladas según

$$\rho_b(\mathbf{r}) = \frac{\Omega_b}{\Omega_{DM}}\rho_{DM}(\mathbf{r}) \quad (1.32)$$

con $\Omega_b = \bar{\rho}_b/\rho_c$ y $\Omega_{DM} = \bar{\rho}_{DM}/\rho_c$ igual a los cocientes de la densidad media actual de bariones y materia oscura con la densidad crítica, respectivamente.

El contenido de materia en una simulación, es representado por un conjunto discreto de partículas de materia oscura. Para finalizar la creación de las condiciones iniciales, estas partículas, ubicadas homogéneamente, deben ser perturbadas de modo que reflejen el campo de fluctuaciones de densidades descrito anteriormente. El método usual consiste en desplazar las partículas usando la aproximación de Zel'Dovich (1970), la cual es una aproximación de primer orden para la evolución gravitatoria, válida en un régimen donde el contraste de densidad es mucho menor que la unidad.

Si \mathbf{q} son las posiciones de las partículas ubicadas homogéneamente, entonces las posiciones que reproducen un determinado espectro de potencias pueden ser escritas de la siguiente forma

$$\mathbf{r} = a(t)[\mathbf{q} + D(t)\Psi(\mathbf{q})] \quad (1.33)$$

simplemente derivando con respecto al tiempo se obtiene el campo de velocidades

$$\mathbf{v} = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\mathbf{r} - a(t)\dot{D}(t)\Psi(\mathbf{q}) \quad (1.34)$$

donde $D(t)$ es el factor de crecimiento lineal y Ψ es el vector desplazamiento o función perturbadora, independiente del tiempo, que contiene información acerca del campo inicial de perturbaciones. Este campo es no rotacional y puede ser obtenido a partir de resolver la ecuación de continuidad

$$\nabla \cdot \Psi = -\frac{\delta_r}{D(t)} \quad (1.35)$$

El primer término de la derecha de la ecuación 1.33 involucra la expansión del Universo, mientras que el segundo da cuenta, a través de Ψ , de los movimientos peculiares producidos por las perturbaciones en densidad.

1.4 El UNIVERSO MARENOSTRUM y otras Simulaciones Cosmológicas

Una de las simulaciones utilizadas en este trabajo es la llamada UNIVERSO MARENOSTRUM (SIMMN) [Gottlöber & Yepes (2007)], la cual fue realizada con el código GADGET2 [Springel (2005)], en la supercomputadora MareNostrum en el Barcelona Supercomputer Center. La misma contempla la evolución no lineal de las estructuras en gas y materia oscura desde redshift $z = 40$ hasta el presente $z = 0$, en un cubo comóvil de $500h^{-1}\text{Mpc}$ de lado. La cosmología elegida responde a un modelo estándar plano con los siguientes parámetros cosmológicos: densidad total de materia $\Omega_m = 0.3$, densidad de bariones $\Omega_b = 0.045$, constante cosmológica $\Omega_\Lambda = 0.7$, parámetro de Hubble $h = 0.7$, pendiente del espectro de potencias inicial $n = 1$ y normalización $\sigma_8 = 0.9$. Tanto el gas como la materia oscura se encuentran resueltos, en cada caso, por 1024^3 partículas, lo cual resulta en una masa por partícula de gas de $1.5 \times 10^9 h^{-1} M_\odot$ y de materia oscura de $8.3 \times 10^9 h^{-1} M_\odot$.

El código GADGET2 usa un algoritmo "TreePM". Para el cálculo de las fuerzas a grandes distancias utiliza el método "it particle-mesh", mientras que para las fuerzas a escalas chicas, donde una mayor precisión es requerida, hace uso de un "Algoritmo Árbol". En esta simulación se emplean 1024^3 celdas para calcular el campo de densidad a partir de las posiciones de las partículas, y la transformada rápida de Fourier para derivar las fuerzas gravitacionales. Las ecuaciones concernientes a la dinámica del gas se resuelven sin tener en cuenta procesos disipativos o radiativos, ni formación estelar. La resolución espacial de la fuerza responde a un suavizado gravitacional de Plummer de $15h^{-1}\text{Kpc}$ comóviles. Por su parte, la longitud de suavizado interviniente en la técnica SPH corresponde a la distancia a la cuadragésima vecina más cercana de cada partícula de gas.

El UNIVERSO MARENOSTRUM es parte de una serie de simulaciones que se han realizado durante los últimos años, cuya meta final es obtener una realización de Universo con una resolución de 2×2048^3 partículas, que aún no se ha podido alcan-

zar debido a limitaciones computacionales. Sin embargo, usando la técnica multi-masa [Klypin et al. (2001)], se han resimulado cúmulos individuales con esta resolución [Ascacibar et al. (2006)]. A más bajas resoluciones (2×256^3 , 2×512^3), se han ya utilizado simulaciones SPH para estudiar propiedades de los halos masivos y la relación alineamiento-forma para estos sistemas ([Yepes et al.(2004)]; [Faltenbacher et al. (2006)]; [Basilakos et al. (2006)]). El UNIVERSO MARENOSTRUM, con una resolución mayor, ha sido usado recientemente para analizar los perfiles de entropía del gas y la materia oscura en cúmulos de galaxias [Faltenbacher et al. (2007)], como así también sus morfologías, parámetros de spin y fracción de bariones [Gottlöber & Yepes (2007)].

Con respecto a las otras simulaciones cosmológicas usadas en esta tesis, cabe señalar que fueron realizadas en el cluster ATRIM perteneciente al Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE), el cual es un cluster de tipo *Beowulf*. La cosmología elegida corresponde siempre a un modelo Λ CDM, con los mismos parámetros cosmológicos que los utilizados en la simulación SIMMN. Las condiciones iniciales fueron generadas usando el código GRAFIC2 [Bertschinger (2001)].

La simulación cosmológica principal (SIMA) fue corrida en un cubo de $500h^{-1}\text{Mpc}$ de lado, usando 512^3 partículas de materia oscura, con una masa por partícula resultante de $\sim 7.7 \times 10^{10}h^{-1}M_{\odot}$. La longitud de suavizado de las fuerzas es de $100h^{-1}\text{Kpc}$ comóviles.

Finalmente, con el objeto de probar la fortaleza del método de determinación de subestructuras ante variaciones de la resolución de la simulación y de las masas de los halos (sección 3.2.1), es necesaria una simulación con distinta resolución que SIMA.

La manera más directa para lograr este objetivo sería, naturalmente, disminuir la resolución de SIMA. Sin embargo esto dejaría a los halos menos masivos con un número marginalmente bajo de partículas. Otra alternativa sería incrementar la resolución de SIMA, lo cual tampoco es posible debido a limitaciones computacionales. La opción que se presenta consiste entonces en utilizar la técnica de resimulación desarrollada por Bertschinger (2001), la cual permite incrementar la resolución de una región particular, contenida en una simulación de volumen más grande.

Se realizó entonces como primer paso una simulación cosmológica con idéntica resolución que SIMA, pero utilizando un cubo con un volumen 8 veces menor, de $250h^{-1}\text{Mpc}$ de lado, y 256^3 partículas. Simulación a la que se denominará SIMA_LR. Paso seguido se seleccionó la región de $125h^{-1}\text{Mpc}$ centrales, la cual fue resimulada con 256^3 partículas (y una longitud de suavizado de las fuerzas de $50h^{-1}\text{Kpc}$ comóviles) alcanzándose una resolución en masa de $9.7 \times 10^9h^{-1}M_{\odot}$, realización a la que se denomina SIMA_HR.

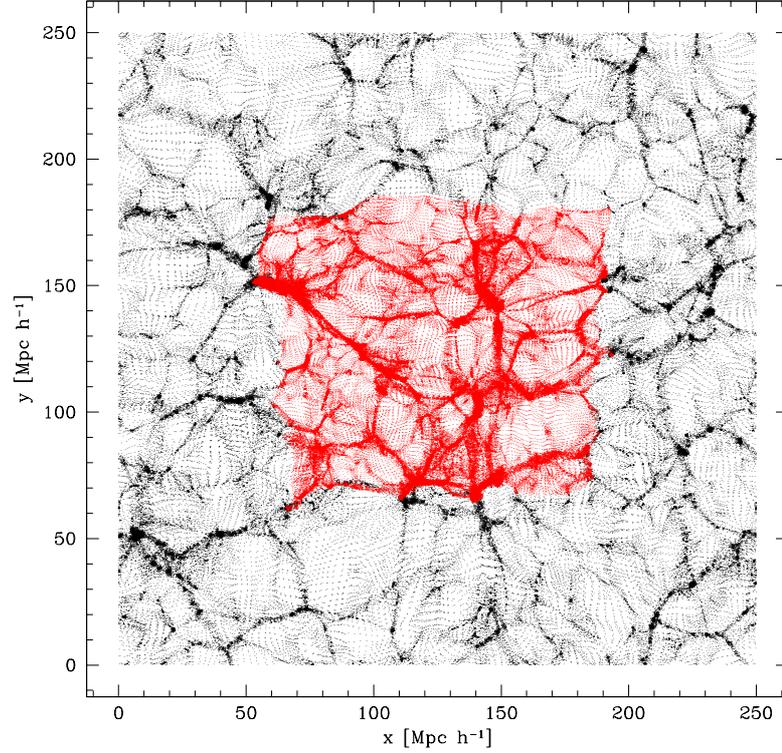


Figura 1.1: Salida a redshift $z = 0$ de la simulación SIMA_HR. En negro se representan las partículas en las regiones en donde la resolución es la misma que en SIMA_LR, mientras que las partículas rojas demarcan el volumen resimulado para obtener mejor resolución.

Con el propósito de clarificar lo expuesto, la Figura 1.1 muestra la salida final a redshift $z = 0$ de SIMA_HR. Las partículas en negro representan las zonas en las que la resolución no fue modificada y por lo tanto es la misma que en SIMA_LR, mientras que las partículas en rojo denotan la región central resimulada.

Haciendo uso de estas dos simulaciones descritas, es posible obtener las mismas estructuras a redshift cero y comparar las cantidades pertinentes, pero calculadas en baja y alta resolución. La Figura 1.2 muestra este hecho. En su panel de la izquierda se representa una región cúbica de $50h^{-1}\text{Mpc}$ extraída de SIMA_LR a redshift $z = 0$. La misma región es graficada en el panel de la derecha, pero en este caso con la resolución alcanzada por SIMA_HR, es obvio el más alto grado de detalle que puede observarse en esta última realización.

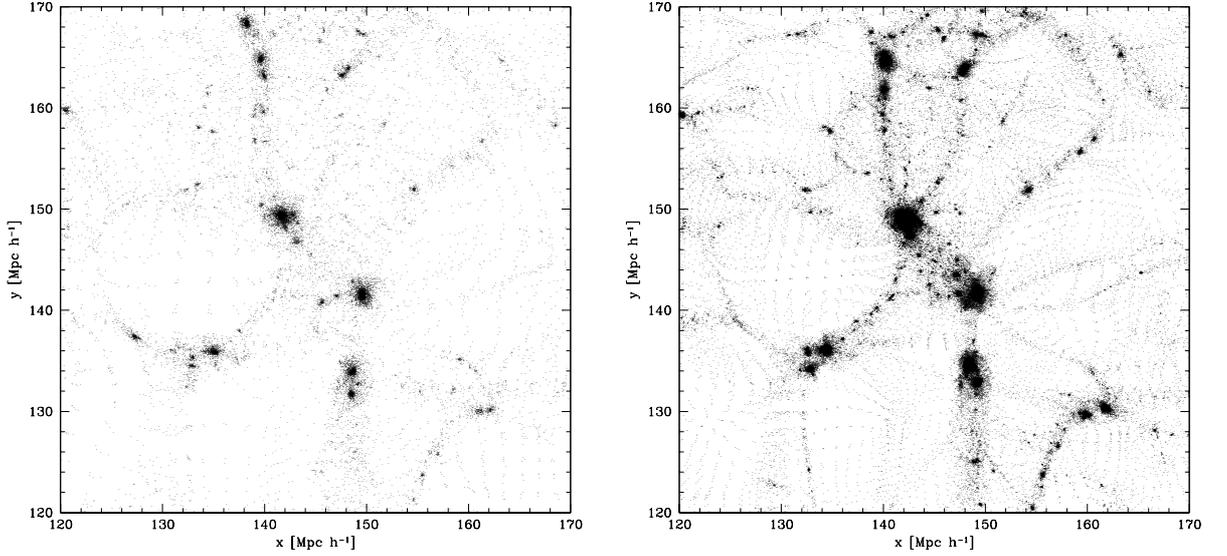


Figura 1.2: Salidas a redshift $z = 0$ de la misma región cúbica de $50h^{-1}\text{Mpc}$, en las simulaciones SIMA_LR (panel izquierdo) y SIMA_HR (panel derecho).

1.5 Identificación de Halos - El Algoritmo FOF

El método FOF, denominado de ese modo por sus siglas en inglés friends-of-friends, fue usado por primera vez por Davis et al. (1985). La búsqueda de halos consiste simplemente en ligar todos los pares de partículas que se encuentren separados por una distancia menor que una fracción b de la separación media de partículas, \bar{n} , definiéndose la longitud de ligadura, l , como $l = b\bar{n}$. Cada subconjunto distinto de partículas conectadas por este criterio se define como un halo. Cabe destacar que el método sólo hace uso de las posiciones de las partículas sin utilizar las velocidades de las mismas.

Este método de percolación tiene varias ventajas. En primer lugar, produce un único catálogo de halos para cualquier valor elegido de b . Segundo, estos catálogos obedecen una condición de anidamiento puesto que todas las partículas miembros de cualquier halo definido por una elección particular de b , serán también miembros del mismo halo en otro catálogo obtenido con un b mayor. Finalmente, el algoritmo no hace ninguna asunción *a priori* acerca de la morfología de los grupos. La desventaja más importante, por otro lado, consiste en que el método puede ligar dos halos erróneamente a través de un puente de partículas cuya existencia es transitoria. En el caso límite en que los objetos se definan con un número elevado de partículas, el algoritmo FOF selecciona objetos cuya materia se encuentra limitada por una superficie de densidad local constante $\rho/\bar{\rho} \sim 3/(2\pi b^3)$.

La elección convencional fue históricamente $b = 0.2$ para cosmologías con $\Omega = 1$. Este valor corresponde a un contraste de densidad $\rho/\bar{\rho} \sim 60$. Para un halo esférico con un perfil de densidad $\rho(r) \propto r^{-2}$, este umbral de densidad corresponde a una sobredensidad media $\langle \rho \rangle / \bar{\rho} \sim 180$, que es cercano al valor 178 predicho por el modelo de colapso esférico para un halo virializado (e.g. Peebles 1980).

Para modelos con $\Omega < 1$ la elección es menos obvia. En tiempos tardíos los halos dejan de crecer y la longitud de ligadura apropiada posiblemente debiera mantenerse constante en coordenadas físicas. En tiempos tempranos $\Omega \sim 1$, y son las cantidades comóviles las que naturalmente debieran fijarse. Lacey & Cole (1994) y Eke et al. (1996), haciendo uso del modelo de colapso esférico, proponen un valor $b \sim 0.17$. Los primeros señalan, sin embargo, que el estado virial global de los halos identificados con FOF, depende débilmente del valor de b .

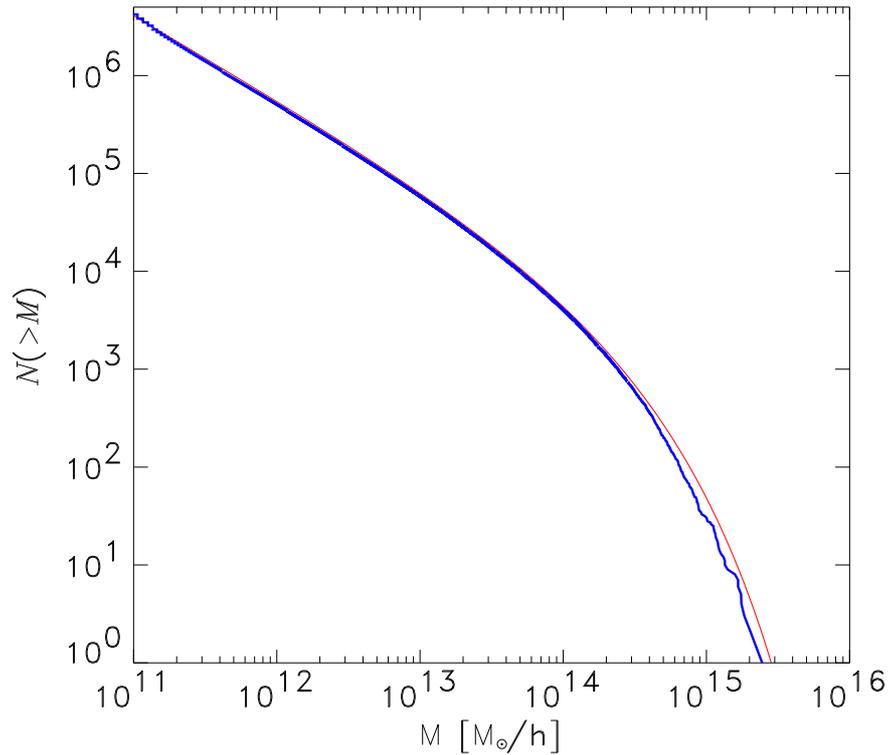


Figura 1.3: *Función de masa de sistemas en el UNIVERSO MARENOSTRUM (en negro) comparada a la aproximación Sheth-Tormen (en rojo). [Gottlöber et al. (2006)].*

La identificación de halos en la simulación cosmológica SIMMN se realizó mediante

una versión paralela del algoritmo jerárquico FOF [Klypin et al. (1999)]. Tanto para la distribución de gas como para la de materia oscura se construye, como primer paso, un árbol de distancias mínimas progresivas ("*minimum spanning tree*"), lo que permite obtener una secuencia ordenada de halos simplemente cortando el árbol a la longitud de ligadura deseada. La identificación básica se realizó con una longitud de ligadura $l = 0.17\bar{n}$. A redshift $z = 0$, se identificaron más de 2 millones de halos con al menos 20 partículas de materia oscura, que obedecen a una función de masa Sheth-Tormen como se muestra en la Figura 1.3 [Gottlöber et al. (2006)]. La SIMMN contiene 4060 halos del tamaño de cúmulos ricos de galaxias con masas mayores a $10^{14}h^{-1}M_{\odot}$, más de 58000 grupos y cúmulos con masas mayores a $10^{13}h^{-1}M_{\odot}$ y alrededor de medio millón de objetos con masas entre $10^{12}h^{-1}M_{\odot}$ y $10^{13}h^{-1}M_{\odot}$. Se cuenta además con los halos FOF obtenidos de dividir la longitud de ligadura estándar, l , en 2, 8 y 16, lo cual puede utilizarse para obtener estimaciones de la subestructura presente en el halo principal o huésped, además de identificar los picos de alta densidad de los objetos.

Finalmente, los halos de materia oscura de las simulaciones SIMA, SIMA_LR y SIMA_HR fueron identificados usando el algoritmo estándar FOF con una longitud de ligadura $l = 0.17\bar{n}$.

Puesto que el propósito de esta tesis es estudiar halos de masas comparables a la de grupos y cúmulos pobres de galaxias, i.e. halos con masas $> 1 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$, los halos extraídos de las dos simulaciones cosmológicas descritas anteriormente, a saber: SIMMN y SIMA, poseen al menos 1200 y 130 partículas respectivamente, lo cual permite que los errores de las propiedades calculadas sean aceptables. Por otro lado, dado que ambas simulaciones evolucionan un volumen suficientemente grande, es posible trabajar con una cantidad estadísticamente relevante de halos.

1.6 Identificación de Grupos de Galaxias en la Versión 6 del Catálogo Sloan

Uno de los más recientes e importantes avances de la astronomía extragaláctica, es la concreción de los recientes catálogos de galaxias con información de distancias a través del *redshift* de las mismas. El más grande e importante es, sin dudas, el relevamiento Sloan Digital Sky Survey (SDSS). El gran número de galaxias relevadas junto con una gran cantidad de propiedades medidas a cada una de ellas, permite llevar a cabo estu-

dios estadísticos que hasta ahora no eran posibles, caracterizando, por ejemplo, con una precisión jamás alcanzada, la distribución espacial de las galaxias. En lo que se refiere a los grupos de galaxias, estos catálogos permiten la identificación de una cantidad de sistemas órdenes de magnitud superior a la obtenida hasta el momento. En el modelo jerárquico de formación de estructuras los grupos de galaxias son una fuente de información muy importante ya que constituyen las primeras estructuras que se forman a partir de las galaxias. Además, estadísticamente, debido al amplio rango de masas que cubren, resultan el nexo natural entre galaxias y cúmulos masivos de galaxias. Por estos motivos, los grupos de galaxias ofrecen un escenario ideal para el estudio de propiedades de sistemas con sobredensidades intermedias y su rol, tanto en la formación y evolución de las galaxias que los componen, como en su participación en estructuras mayores.

El catálogo SDSS-DR6 cubre más de 8000 grados cuadrados en el cielo e incluye fotometría para aproximadamente 230 millones de objetos, entre los cuales se cuentan aproximadamente 600000 galaxias con espectroscopía para una magnitud aparente límite de 17.77 en la banda r.

La identificación de los grupos de galaxias se lleva a cabo utilizando el método de Huchra & Geller (1982) adecuadamente adaptado a las características de esta muestra. El procedimiento es conceptualmente simple y consiste en asociar aquellas galaxias que satisfagan determinados criterios de proximidad de manera similar al algoritmo FOF descrito anteriormente. Debido a la distorsión en las posiciones provocadas por las velocidades peculiares de las galaxias, es necesario adoptar dos condiciones de proximidad: una paralela y otra transversal a la dirección de la visual. Se comienza seleccionando una galaxia cualquiera y entonces se busca entre el resto de las galaxias todas aquellas que satisfagan:

$$D_{ij} = 2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \frac{V}{H_0} \leq D_L, \quad \text{donde } V = \frac{V_i + V_j}{2} \quad (1.36)$$

y una diferencia en velocidades radiales de

$$V_{ij} = |V_i - V_j| \leq V_L \quad (1.37)$$

donde V_i y V_j se refieren a las velocidades radiales de la galaxia y su vecina en cuestión respectivamente, y θ a su separación angular. H_0 es la constante de Hubble. Si no se encuentra ninguna galaxia vecina que cumpla estas condiciones, entonces se define la galaxia como "aislada", de lo contrario la galaxia junto con todas sus vecinas

son incluidas en el grupo. Lo mismo se aplica a cada una de las vecinas, iterando el procedimiento hasta que no se encuentran más miembros. Las longitudes de ligadura transversal y radial, D_L y V_L respectivamente, son escaladas como

$$D_L = D_0 R \quad V_L = V_0 R \quad (1.38)$$

donde el factor de escala R debe tener en cuenta la variación en el muestreo de la función de luminosidad como función de la distancia, por lo cual

$$R = \left[\frac{\int_{-\infty}^{M_{ij}} \Phi(M) dM}{\int_{-\infty}^{M_{lim}} \Phi(M) dM} \right]^{-\frac{1}{3}} \quad \text{donde} \quad \begin{cases} M_{lim} = m_{lim} - 25 - 5 \log(V_F/H_0) \\ M_{ij} = m_{ij} - 25 - 5 \log(V/H_0) \end{cases} \quad (1.39)$$

aquí $\Phi(M)$ y m_{lim} son la función de luminosidad y la magnitud aparente límite respectivamente, de la muestra de galaxias. En estas ecuaciones D_0 y V_0 son las longitudes de ligadura elegidas a la distancia característica V_F/H_0 . Con esta definición el contorno de sobredensidad que encierra a cada grupo está dado por

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{3}{4\pi D_0^3} \left[\int_{-\infty}^{M_{lim}} \Phi(M) dM \right]^{-1} - 1 \quad (1.40)$$

El principal inconveniente en este tipo de identificaciones es que no se cuenta con la distancia real a las galaxias sino con el *redshift* que, como indicador de distancia, se encuentra afectado por las velocidades peculiares que apartan a las galaxias de la expansión de Hubble. Este hecho provoca la inclusión de galaxias espurias o "interloopers", efecto que puede ser cuantificado realizando pruebas con catálogos sintéticos contruídos a partir de simulaciones numéricas cosmológicas, donde es posible conocer la distancia real y la velocidad radial. Entonces, comparando identificaciones en el espacio "real" y en el espacio "distorsionado", es posible determinar el grado de certeza de la muestra obtenida. Por ejemplo, para el caso de una identificación estandar ($\delta\rho/\rho = 80$ y $V_0 = 200 \text{ km s}^{-1}$) se encuentra que el 90% de los grupos identificados en el espacio real tiene un correlativo en el espacio distorsionado, mientras que el 30% de los grupos en el espacio distorsionado es espurio [Merchán & Zandivarez (2002)].

Las dispersiones de velocidades, σ_v , de los grupos fueron calculadas siguiendo a Beers et al. (1990), quienes sugieren que los mejores estimadores son el "gapper" para un número de galaxias menor que 15 y el "biweighted" para el resto. En el caso del radio virial, R_V , se obtuvo a partir de la definición

$$R_V = \frac{\pi N_g(N_g - 1)}{2 \sum_{i>j} R_{ij}^{-1}} \quad (1.41)$$

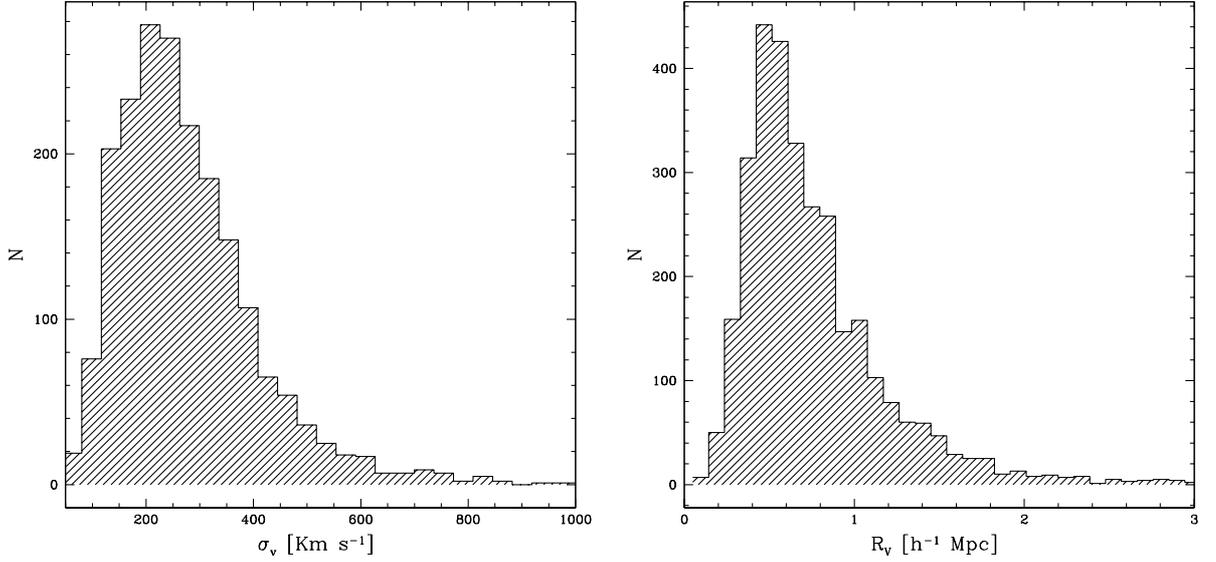


Figura 1.4: El panel izquierdo muestra la distribución de dispersiones de velocidades de los grupos identificados en el SDSS-DR6. La media de la distribución es $\bar{\sigma}_v = 322 \text{ km s}^{-1}$. En el panel derecho se presenta la distribución de los radios viriales, con una media de $\bar{R}_V = 0.76h^{-1}\text{Mpc}$. En ambos casos sólo se consideran grupos con más de 10 galaxias miembros.

donde N_g y R_{ij} son el número de galaxias del grupo y la distancia proyectada entre la i -ésima y j -ésima galaxias respectivamente. Las distribuciones de estas propiedades se muestran en la Figura 1.4. Finalmente se obtubieron más de 80000 grupos con más de 2 miembros, aproximadamente 19000 con 4 o más miembros, y 3070 con 10 o más galaxias miembros.

Calculados el radio virial y la dispersión de velocidades de los grupos, puede obtenerse la masas de los mismos vía la relación virial, con lo cual

$$M_V = \frac{3\sigma_v^2 R_V}{G}, \quad (1.42)$$

donde G es la constante de gravitación. La distribución de las masas viriales, para grupos con más de 10 miembros, se muestra en el panel izquierdo de la Figura 1.5. En el panel derecho de la misma figura se presenta la distribución de velocidades radiales de estos grupos.

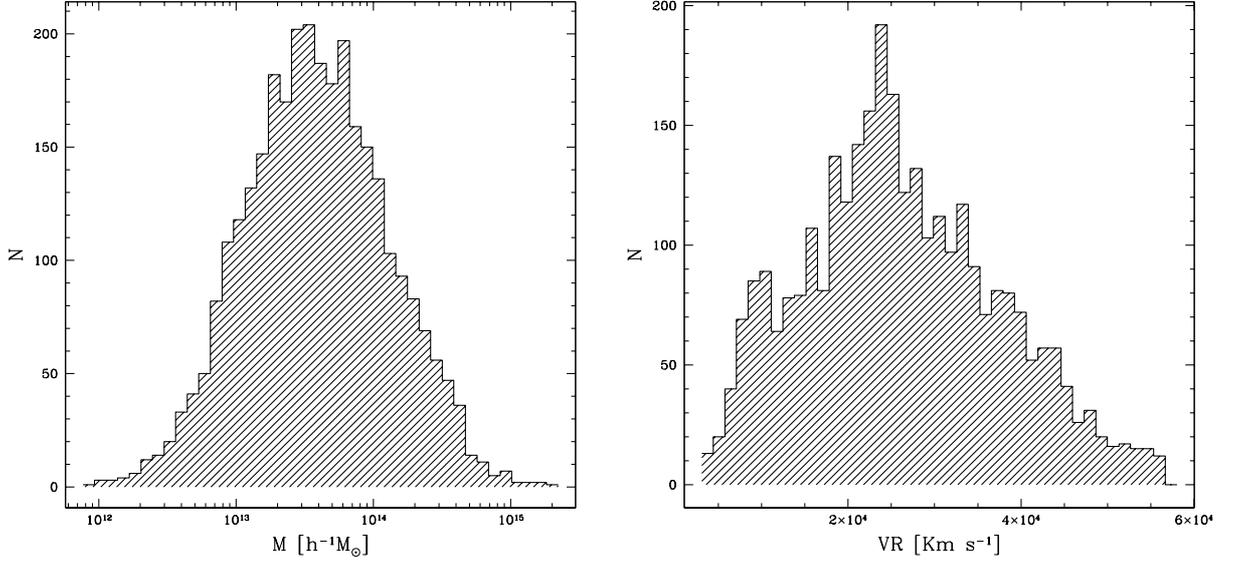


Figura 1.5: El panel izquierdo muestra la distribución de masas viriales de los grupos identificados en el SDSS-DR6. La media de la distribución corresponde al valor $\bar{M} = 3.9 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. En el panel derecho se presenta la distribución de velocidades radiales, con una media de $\bar{V}R \sim 26000 \text{ km s}^{-1}$. En ambos casos sólo se consideran grupos con más de 10 galaxias miembros.

1.7 El Cálculo de Subestructura - La Estadística- Δ

Como se mencionó anteriormente, de acuerdo al modelo de construcción jerárquica del Universo, la fuerza gobernante es la gravedad y los sistemas más grandes, como los cúmulos de galaxias, son ensamblados vía la agregación de estructuras más pequeñas. Los cúmulos de galaxias constituyen entonces una población joven, donde debiera manifestarse directamente la construcción jerárquica del Universo, aún a *redshifts* bajos. Una marca de tales procesos la constituye la presencia de subestructura, tanto en los sistemas de galaxias, como en los halos de materia oscura que los contienen. Se sigue que el estudio de la estructura en pequeña escala, tal como la subestructura presente en sistemas de galaxias, proveería de información acerca del estado dinámico de dichos sistemas.

El estudio de la subestructura permite por lo tanto, investigar los procesos mediante los cuales se forman los cúmulos, establecer restricciones para el modelo cosmológico de formación de estructuras, como así también testear el paradigma jerárquico mismo (e.g. Richstone et al. 1992, Mohr et al. 1995, Thomas et al. 1998). Aún más, también permite un mejor entendimiento de los mecanismos que afectan la evolución de galaxias

en los cúmulos, los cuales pueden ser acelerados por efectos perturbadores de colisiones entre cúmulo-subcúmulo o por efectos gravitacionales experimentados por un grupo que es agregado por un cúmulo.

Si estos sistemas son usados como herramientas cosmológicas, es importante calibrar los efectos que la subestructura posee sobre la estimación de sus propiedades internas. Existen varios trabajos que de hecho muestran que la existencia de subestructura en un cúmulo de galaxias, puede estar relacionada a otras propiedades intrínsecas tales como su estado de evolución, la cantidad y distribución interna de materia oscura, etc. [Serna, Alimi & Scholl (1994) y referencias], a la vez que afecta la estimación de cantidades tales como la masa dinámica, el cociente masa-luminosidad, el potencial gravitacional medio y la elipticidad global o forma. Finalmente, puede usarse un análisis detallado de la subestructura de un cúmulo para poner restricciones sobre la naturaleza de la materia oscura [Markevitch et al. (2004)] [Clowe et al. (2006)].

Las primeras detecciones de subestructura se remontan a trabajos pioneros que estuvieron naturalmente concentrados en cúmulos ricos de galaxias. Estos primeros estudios se realizaron o bien haciendo uso de datos ópticos, buscando máximos dobles o secundarios en la distribución proyectada de galaxias [Baier (1979)] [Geller & Beers (1982)], o bien trabajando sobre mapas de contornos de rayos-X, identificando desviaciones de la simetría esférica en dichos mapas [Forman et al. (1981)]. Más recientemente se encuentran trabajos en los que se combina la información proveniente del brillo superficial en el óptico y en rayos-X [Kolokotronis et al. (2001)]. En las últimas décadas, los análisis de detección de subestructura incorporaron la información proveniente de las mediciones de *redshifts*, permitiendo el desarrollo de métodos nuevos o el mejoramiento de aquellos limitados a trabajar en dos dimensiones, con lo cual se hicieron más sensibles a la presencia de *subclustering* lográndose detecciones positivas en una fracción significativa de cúmulos de galaxias. Entre los métodos más usados se pueden mencionar la "Estadística 3D Lee" [Fitchett & Webster (1987)] -la cual es la extensión de la "Estadística de Lee" [Lee (1979)] pensada para datos de ascensión recta y declinación-, la "Desviación Δ " [Dressler & Shectman (1988)], el "Test ϵ " [Bird (1993)], el "Test α " [West & Bothun (1990)], el "Power ratio" [Buote & Tsai (1995)], la "Variación α " [Pinkney et al. (1996)], el "método-*h* o método de clustering jerárquico" [Serna & Gerbal (1996)], entre otros. La mayoría de ellos se basa esencialmente en la búsqueda de coincidencias o correlaciones entre los espacios de posiciones y de velocidades. A estos métodos deben sumarse el análisis de subestructura mediante una función de correlación

media de Salvador-Solé et al. (1993) y el de wavelets sobre imágenes de rayos-X de Slezak et al. (1994) y Grebenvet et al. (1995).

En particular, el algoritmo de Dressler & Shectman (1988), el cual es una herramienta fundamental en el método de estudio de esta tesis, fue primeramente utilizado en cúmulos de galaxias, por lo que hace uso de las posiciones proyectadas de las galaxias miembros y de sus *redshifts* o velocidades radiales. Una extensión natural puede hacerse hacia los halos identificados en una simulación numérica, donde las seis coordenadas de posiciones y velocidades de las partículas son conocidas. Para cada partícula i el algoritmo calcula la media de la velocidad local, $\langle v_{loc} \rangle$, y la dispersión de velocidades local, σ_{loc} , de sus n vecinas más cercanas, y las compara con la velocidad media, $\langle V \rangle$, y la dispersión de velocidades, σ_v , de las N partículas pertenecientes al halo. De esta manera, es posible definir para cada partícula

$$\delta_i^2 = \frac{n}{\sigma_v} [(\langle v_{loc} \rangle - \langle V \rangle)^2 + (\sigma_{loc} - \sigma_v)^2] \quad (1.43)$$

donde

$$\sigma_{loc}^2 = \frac{\sum_n (v_{loc} - v_i)^2}{n - 1} \quad (1.44)$$

y

$$\sigma_v^2 = \frac{\sum_N (\langle V \rangle - v_i)^2}{N - 1} \quad (1.45)$$

Finalmente, la cuantificación del grado de subestructura presente en un halo viene dada por la llamada desviación- Δ , la cual resulta de la suma de las N cantidades δ_i

$$\Delta = \frac{\sum_N \delta_i}{N}, \quad (1.46)$$

mientras mayor sea este valor, mayor es el grado de subestructura que caracteriza al halo.

Una representación gráfica típica que muestra la subestructura Δ de una forma cualitativa se presenta en las Figuras 1.6 y 1.7, las cuales corresponden a dos halos de masas $\sim 9 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$ (extraídos de SIMA) con índices Δ calculados de 1.7 y 1.1, respectivamente. En los paneles izquierdos se observa la distribución espacial de las partículas, mientras que en los paneles derechos cada partícula es reemplazada por un círculo cuyo radio se encuentra asociado con el valor δ_i , el cual según la ecuación 1.43 contiene información acerca de la diferencia entre la velocidad media y la dispersión de velocidades, locales y globales. Así, radios más grandes señalan los sitios en los que estas diferencias son mayores. En los casos presentados puede observarse que el sistema con menor índice

Δ muestra en media círculos de menor radio que su contraparte con mayor índice de subestructura. En muestras poco numerosas de objetos, estos gráficos pueden servir para efectuar inspecciones visuales con el propósito de ubicar espacialmente las posiciones probables de la subestructura, caracterizadas por el agrupamiento de círculos con radios relativamente grandes.

Como se señala en Dressler & Shectman (1988), la estadística- Δ es similar a la estadística χ^2 , excepto porque los δ_i no son elevados al cuadrado antes de ser sumados, lo cual reduce la contribución de las desviaciones más grandes poco frecuentes. Si la distribución de velocidades de las galaxias del grupo es similar a una gaussiana y las variaciones locales son sólo fluctuaciones aleatorias, $\Delta \sim 1$. Esta estadística depende del número n de vecinos que se use en el análisis y, como se mostrará en la sección 3.2.1, también del número de partículas con las que se resuelva un halo de una dada masa. Con respecto al número n de partículas vecinas, el índice- Δ fue calculado con dos valores diferentes: $n = 25$ [Knebe & Müller (1999)] y $n = N^{1/2}$ [Pinkney et al. (1996)] obteniéndose resultados similares. Los presentados en esta tesis están basados en la

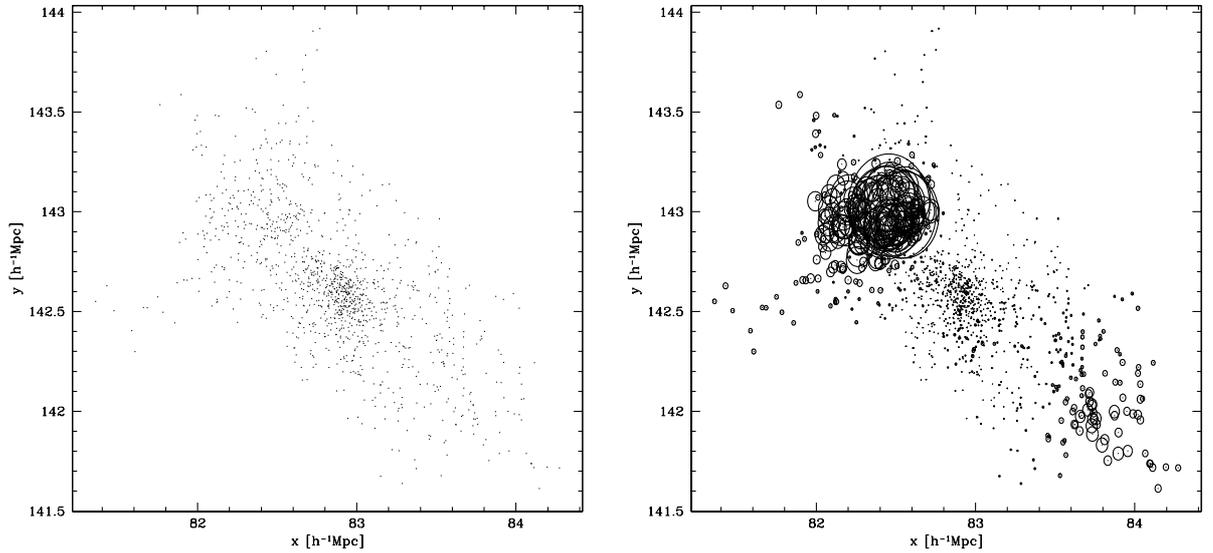


Figura 1.6: *El panel izquierdo muestra la distribución espacial de las partículas de un halo de masa $\sim 9 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ extraído de SIMA con un valor $\Delta = 1.7$. En el panel derecho los círculos centrados en cada partícula poseen un radio $\propto \delta_i$. Cuanto mayor sea la diferencia entre los valores de velocidad o dispersión de velocidades locales y globales, mayor será el radio del círculo.*

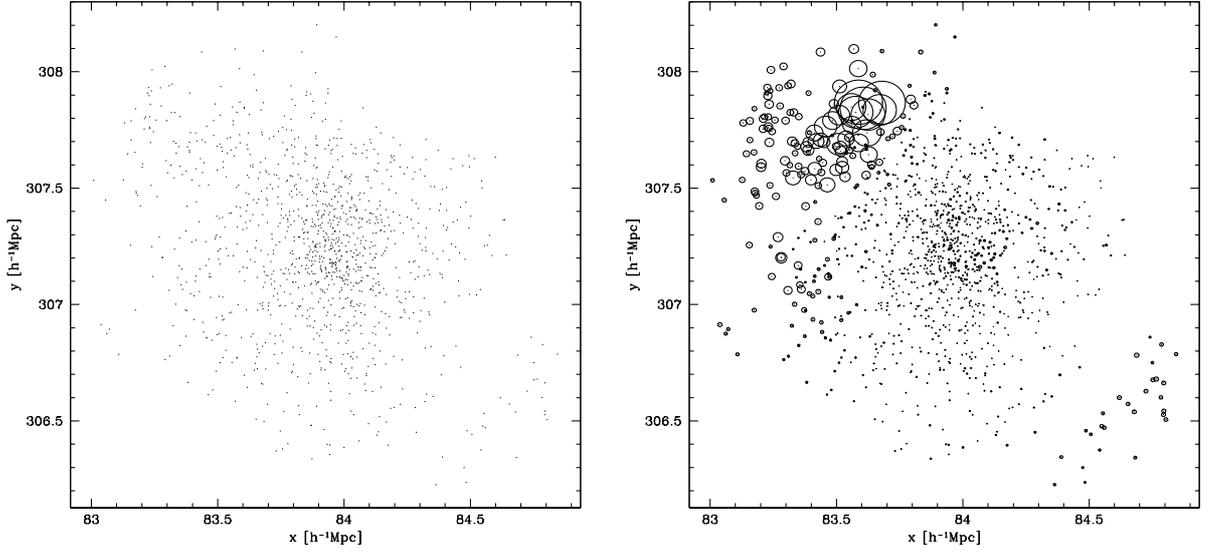


Figura 1.7: El panel izquierdo muestra la distribución espacial de las partículas de un halo de masa $\sim 9 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ extraído de SIMA con un valor $\Delta = 1.1$. En el panel derecho los círculos centrados en cada partícula poseen un radio $\propto \delta_i$. Cuanto mayor sea la diferencia entre los valores de velocidad o dispersión de velocidades locales y globales, mayor será el radio del círculo.

elección $n = N^{1/2}$. Se verá en capítulos siguientes que aquellos halos que han atravesado por un evento de *merger* reciente mostrarán un valor de desviación- Δ mayor con respecto a aquellos que, o bien se encuentran aislados o no han experimentado ningún episodio tardío de *merger*, teniendo estos últimos por lo tanto, más tiempo para alcanzar un estado de equilibrio virial.

2 Determinación de las Propiedades de los Halos

En esta sección se explicitan las definiciones de las diferentes propiedades internas de los halos que se usarán a lo largo de este trabajo. Cabe la aclaración de que en algunos casos, y cuando así sea manifestado, sólo es posible el cómputo de la propiedad en la SIMMN.

2.1 Morfología

Los halos identificados con el algoritmo FOF son sistemas de morfologías variadas, que se encuentran caracterizados por una superficie de isodensidad dada por la longitud de ligadura empleada en la identificación.

En primera aproximación, estos halos pueden modelarse como elipsoides tri-axiales. Para un dado halo, la forma y orientación de su elipsoide asociado puede obtenerse de los autovalores y autovectores del tensor I_{ij} . El mismo describe la distribución de masa según

$$I_{ij} = \frac{1}{N} \sum_N x_{i,n} x_{j,n} \quad (2.1)$$

donde N es el número de partículas en el halo y $x_{i,n}$ es la i -ésima componente del vector posición de la n -ésima partícula con respecto al centro del halo. Los tamaños de los ejes principales del elipsoide asociado (a, b, c con $a \geq b \geq c$), están relacionados con la raíz cuadrada de los autovalores del tensor de forma. Por su parte, los correspondientes autovectores proveen las direcciones de los ejes principales del elipsoide.

Similarmente, los momentos de velocidad son obtenidos de diagonalizar el tensor de anisotropías de velocidades

$$V_{ij} = \sum_N v_{i,n} v_{j,n} \quad (2.2)$$

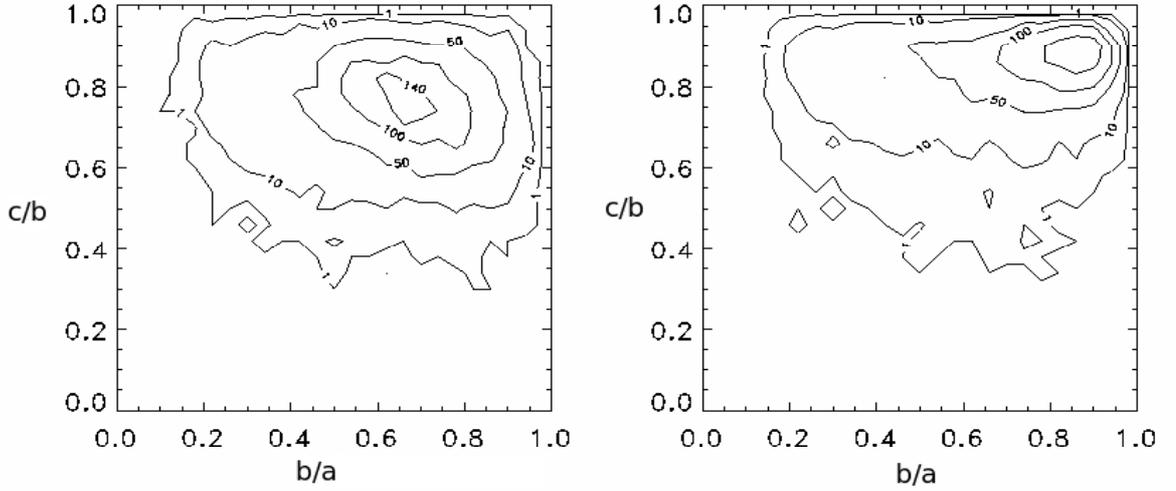


Figura 2.1: *Contornos de isodensidad de los cocientes de semiejes medio-mayor vs menor-medio para halos de materia oscura (izquierda) y gas (derecha), de masas $> 5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ en el UNIVERSO MARENOSTRUM. [Gottlöber & Yepes (2007)].*

donde $v_{i,n}$ es la i -ésima componente del vector velocidad de la n -ésima partícula con respecto a la velocidad del centro de masa. $a_{vel} \geq b_{vel} \geq c_{vel}$ denotarán los ejes mayor, medio y menor del elipsoide de velocidades, respectivamente.

A modo de ejemplo, la Figura 2.1 muestra la forma de las distribuciones de materia oscura (izquierda) y gas (derecha) en halos con masas $> 5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ extraídos de la SIMMN. Puede verse una clara diferencia entre ambas, los contornos de los halos de materia oscura están centrados en cocientes $(b/a, c/b) = (0.70, 0.75)$, mientras que los de los halos de gas lo hacen en $(0.85, 0.90)$, lo cual implica que estos últimos son más esféricos. Sin embargo ambas formas tienden a ser más proladas, i.e., $c/b > b/a$ [Gottlöber & Yepes (2007)], lo cual podría ser el resultado de *mergers* a lo largo de una dirección preferencial, como lo son los filamentos definidos a gran escala [Faltenbacher et al. (2006)].

La Figura 2.2 muestra la correlación existente entre el cociente de ejes menor-mayor y la masa de los halos para materia oscura (círculos llenos) y gas (triángulos llenos). El parámetro de triaxialidad definido por $Z = (a-b)/(a-c)$ [Franx et al. (1991)] se muestra en círculos vacíos para los halos de materia oscura y en triángulos vacíos para los halos

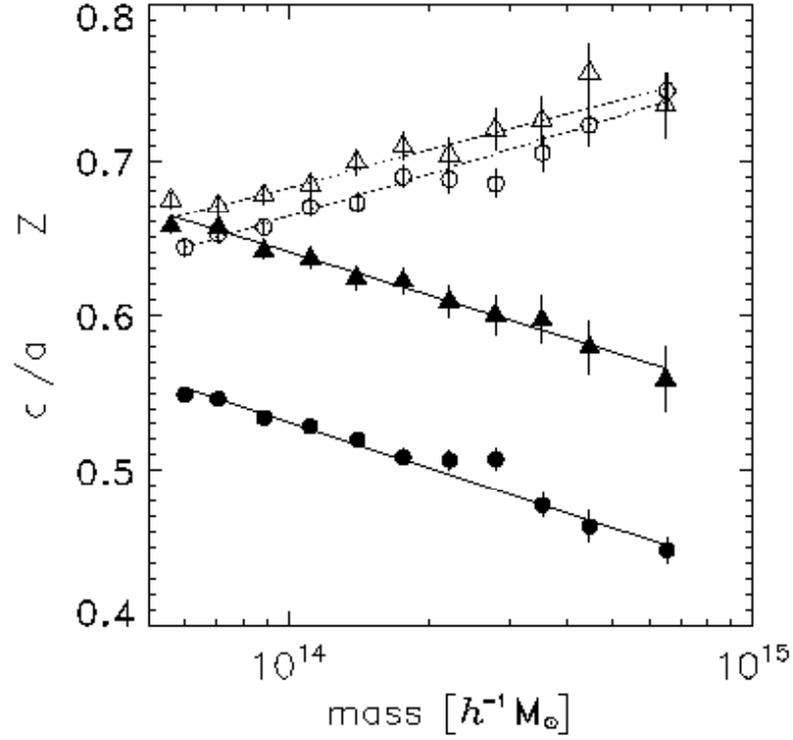


Figura 2.2: *Correlación masa-forma para halos de materia oscura (círculos) y gas (triángulos), identificados en el UNIVERSO MARENOSTRUM con masas $> 5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. Los símbolos llenos corresponden al cociente de ejes menor-mayor mientras que los símbolos vacíos al parámetro de triaxialidad Z . [Gottlöber & Yepes (2007)]*

de gas. Valores de Z cercanos a la unidad denotan elipsoides de revolución prolados, mientras que valores cercanos a cero corresponden a elipsoides oblatos. Contrariamente al cociente c/a , el parámetro de triaxialidad Z muestra poca diferencia entre los halos de materia oscura y gas. En este trabajo resulta de interés el comportamiento de la materia oscura, la información concerniente al gas sólo se muestra por razones de completitud.

2.2 **Dispersión de Velocidades y Momento Angular**

La fórmula utilizada para el cálculo de la dispersión de velocidades, σ_v , corresponde a la definición usual

$$\sigma_v^2 = \frac{\sum_N (\langle V \rangle - v_i)^2}{N - 1}, \quad (2.3)$$

donde N es el número de partículas que posee el halo, v_i la velocidad de cada una de ellas y $\langle V \rangle$ su velocidad media.

El momento angular total de cada halo se define por su parte como

$$\mathbf{L} = \frac{1}{N} \sum_N m_i \mathbf{r}_i \times \mathbf{v}_i, \quad (2.4)$$

donde los vectores posición \mathbf{r}_i y velocidad \mathbf{v}_i , de la partícula i se definen con respecto al centro de masa del halo.

2.3 Alineamientos

Los distintos alineamientos entre pares de vectores, involucrando ya sea los ejes principales del tensor de forma o de anisotropía de velocidades, del momento angular o de cualquier dirección preferencial, son estimados usando $|\cos(\theta)|$, donde θ representa el ángulo subtendido por las direcciones del par de vectores, $\hat{\mathbf{v}}_1$ y $\hat{\mathbf{v}}_2$, cuyo alineamiento se desee medir, por lo tanto

$$\cos(\theta) = \hat{\mathbf{v}}_1 \cdot \hat{\mathbf{v}}_2 \quad (2.5)$$

Señales de alineamiento y antialineamiento perfectas corresponden a $|\cos(\theta)| = 1$ y 0 , respectivamente. En caso de una distribución de alineamientos aleatorios se espera una media de $\langle |\cos(\theta)| \rangle = 0.5$.

2.4 Tiempo de Formación y Tiempo de Último Merger Mayor

El tiempo de formación de un halo, z_{form} , se define como el *redshift* en el cual el mismo agregó al menos la mitad de la masa que posee en el presente ($z = 0$). Los cuatro paneles izquierdos de la Figura 2.3 muestran las distribuciones de tiempo de formación para halos en cuatro rangos de masa diferentes. Las líneas a rayas verticales representan los valores del primer (25%) y cuarto (75%) cuartil de la distribución. Nótese que a medida que se consideran halos más masivos los tiempos de formación son más tardíos o recientes.

Por otra parte, se define como *merger* mayor a la agregación por parte de un halo de otro cuya masa es de al menos un cuarto la del sistema en cuestión. El tiempo del último de estos eventos experimentado por un halo está plasmado en la cantidad z_{lmm} , denominada tiempo de último *merger* mayor. Los cuatro paneles derechos de la Figura 2.3 muestra las distribuciones de z_{lmm} para los mismos rangos de masa que en el caso anterior. Nuevamente las líneas verticales denotan el primer y cuarto cuartil de cada distribución.

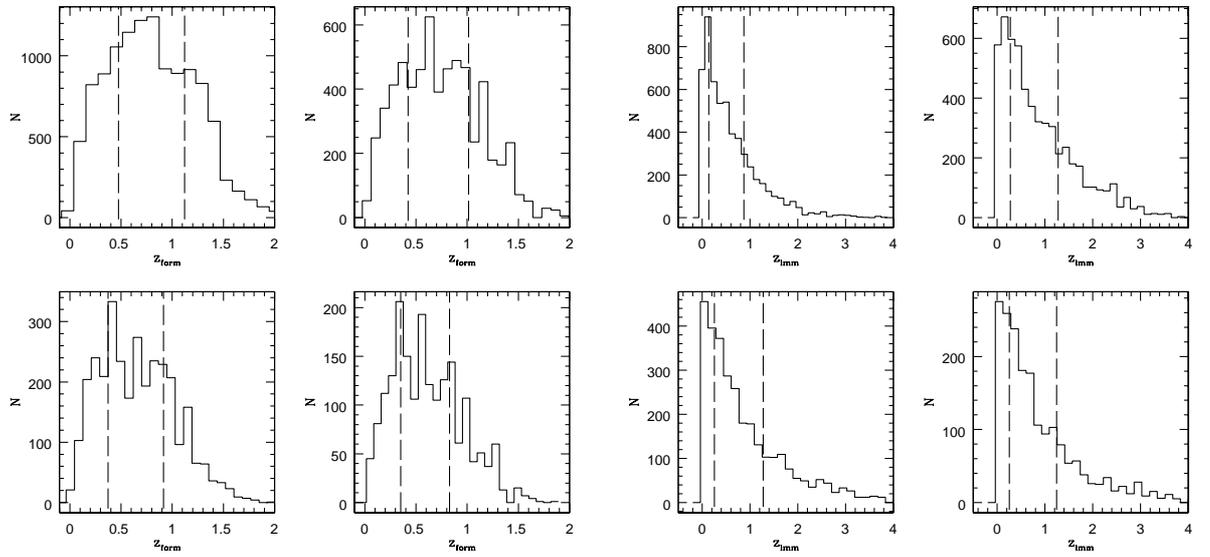


Figura 2.3: Distribuciones de redshifts de tiempos de formación (panel izquierdo) z_{form} y de último merger mayor z_{lmm} (panel derecho). Las líneas de rayas verticales muestran el valor correspondiente al primer y cuarto cuartil de la distribución. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran halos en los rangos de masa $1.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 1.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $2.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 2.5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $4.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 5.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $6.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 8.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. En cada panel los redshifts correspondientes a los cuartiles inferior y superior de la distribución de z_{form} son: 0.47, 1.12; 0.42, 1.01; 0.37, 0.92; 0.35, 0.83, y los de z_{lmm} : 0.14, 0.87; 0.27, 1.28; 0.25, 1.28; 0.25, 1.24, respectivamente.

No todos los halos identificados a *redshift* cero han sufrido un evento de *merger* mayor. En la Figura 2.4 se muestra el porcentaje de halos, sobre el número total en el rango de masa correspondiente, que no han experimentado dicho fenómeno. El porcentaje de

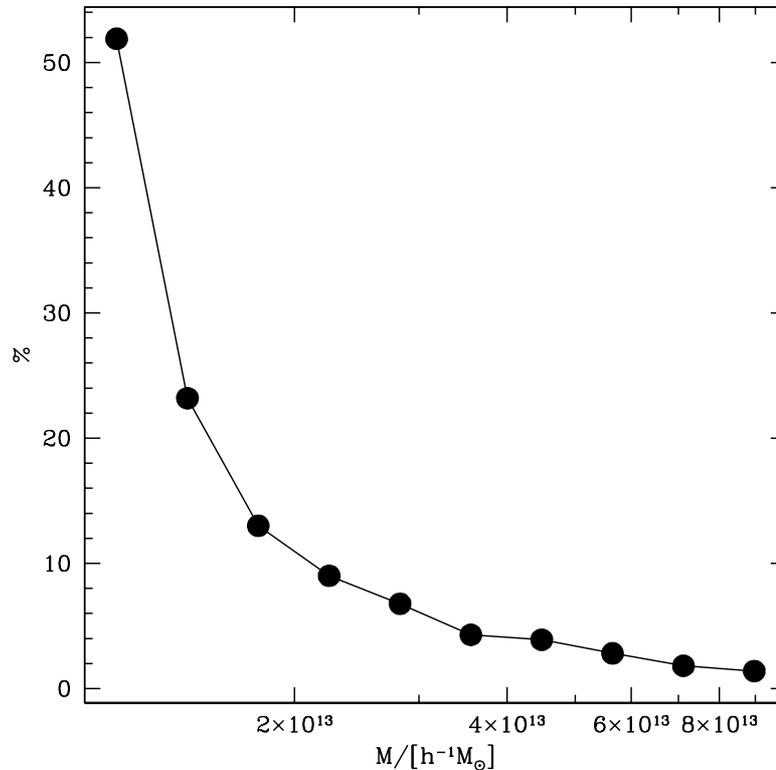


Figura 2.4: *Porcentaje de halos en SIMMN que no han atravesado por ningún evento de merger mayor en función de la masa de los halos.*

estos halos es de aproximadamente 50% a masas bajas, mientras que desciende a casi cero para los halos en el régimen de masa altas. Esto último indica que la gran mayoría de los halos masivos se ven sometidos a procesos intermitentes de agregación de masa.

Por último cabe señalar que los tiempos de formación y de último *merger* mayor sólo pueden ser calculados en la SIMMN. Esto se debe a que la mencionada simulación cuenta con un número adecuado de salidas a diferentes *redshifts*, de manera que es posible reconstruir la historia de formación o "*merger tree*" de cada halo identificado a *redshift* cero.

2.5 Incertezas de los Parámetros

A continuación se analizan las incertezas introducidas por efectos de resolución, en las determinaciones de los parámetros morfológicos y dinámicos de los halos extraídos de SIMA. El hecho de que los halos de baja masa estén resueltos por un número menor de

partículas con respecto a los halos masivos, podría derivar en desviaciones aleatorias o inclusive sistemáticas de los valores reales de sus propiedades.

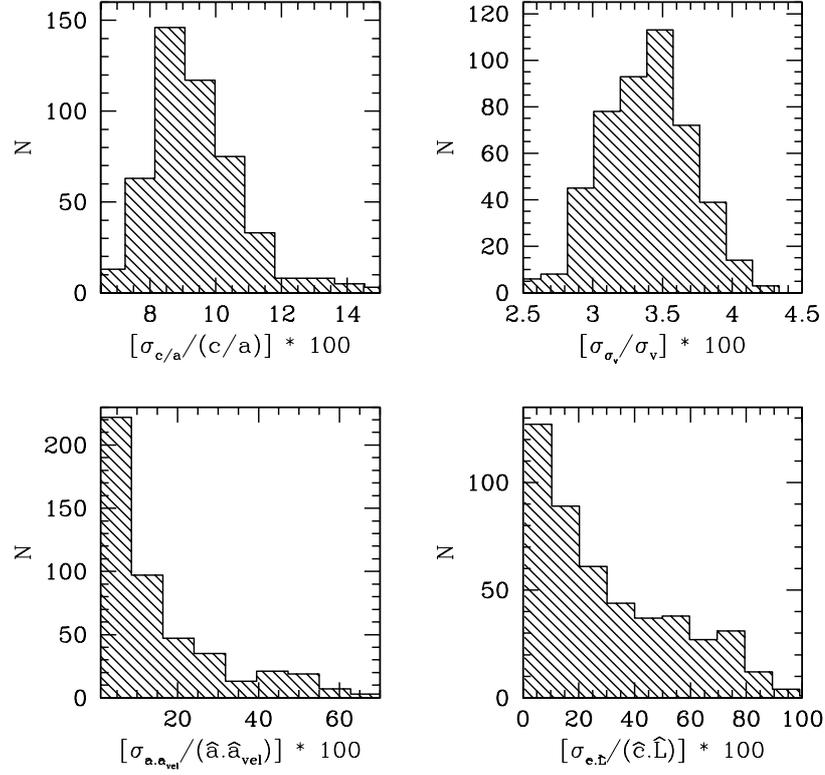


Figura 2.5: Para halos con más de 5000 partículas se muestra la distribución de los errores 1σ normalizados al valor real de sus parámetros morfológicos o dinámicos, pero calculados con sólo 130 partículas seleccionadas aleatoriamente para simular la resolución de los halos menos masivos. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran las distribuciones correspondientes al cociente de ejes menor-mayor (c/a), dispersión de velocidades (σ_v), alineamiento entre los ejes mayores de los tensores de forma y de anisotropía de velocidades ($\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_{\text{vel}}$) y alineamiento entre el eje menor del tensor de forma y la dirección del momento angular ($\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}$).

El método con el que se investigaron estas incertezas consiste en efectuar 100 realizaciones de cada halo masivo (con más de 5000 partículas), eligiendo aleatoriamente en cada realización, el mismo número de partículas que el utilizado para resolver los halos masivos usados a lo largo de este trabajo (130 partículas en halos de $10^{13}h^{-1}M_{\odot}$). Para cada realización se recalculan las cantidades sobre las cuales se desea

conocer la incerteza, y con estos 100 valores se obtiene una distribución de apartamientos del valor real, que posee una dispersión σ . La Figura 2.5 muestra la distribución de estas desviaciones 1σ normalizadas al valor real para algunas de las propiedades de los halos con más de 5000 partículas. De arriba hacia abajo y de izquierda a derecha se muestran el cociente de ejes principales (c/a), la dispersión de velocidades (σ_v), el ángulo de alineamiento entre los ejes mayores del tensor de forma y del de velocidades ($\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_{vel}$) y el ángulo de alineamiento del eje menor con el momento angular ($\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}$), con medias de $\sim 9, 3.5, 16$ y 30 %, respectivamente. Con lo que se concluye que las incertezas son pequeñas, especialmente para la dispersión de velocidades, con excepción del ángulo de alineamiento $\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}$.

3 Determinación de Parámetros de Subestructura

3.1 Introducción

Se ha mencionado anteriormente que los signos más evidentes o notorios de subestructura corresponden a patrones posiblemente asociados con fenómenos de *mergers*, por lo que la existencia de subestructura o subgrupos, con energías de ligadura débiles, dentro de cúmulos de galaxias, sugiere que son sistemas jóvenes dado que los subgrupos podrían sobrevivir solamente pocos tiempos de cruce.

La frecuencia de éste tipo de sistemas con detecciones positivas y evidentes de subestructura asciende desde el $\sim 30\text{--}40\%$ [Geller & Beers (1982)] [Solanes et al. (1999)] [Escalera et al. (1994)] [Bird (1994)] [Kolokotronis et al. (2001)], hasta alcanzar valores mayores al 50% [Dressler & Shectman (1988)] [Salvador-Solé et al. (1993)] [Lopes et al. (2006)] [Ramella et al. (2007)]. Burgett et al. (2004) detectaron subestructura con un nivel de confiabilidad mayor al 99%, en el 84% de los 25 cúmulos de galaxias estudiados, extraídos del catálogo 2dFGRS. El consenso en los resultados se ve entorpecido por las diferencias en las definiciones adoptadas de subestructura, en la metodología aplicada, en las escalas usadas para examinar la distribución de galaxias, en los niveles de confiabilidad o significancia elegidos para discriminar entre estructuras reales y fluctuaciones estadísticas y por último en las muestras de cúmulos utilizadas. Este debate sobre la existencia y la frecuencia de subestructura en los cúmulos de galaxias, fue también alimentado por la carencia de grandes muestras libres de cualquier tipo de sesgo y representativas del total de la población.

Sin embargo, las evidencias observacionales sugieren fuertemente que, pese a la falta de consenso generalizado, existe una gran cantidad de sistemas cuya evolución jerárquica puede ser evidenciada por métodos contruidos para tal fin. La caracterización de la

subestructura puede llevarse a cabo con mayor precisión en halos identificados en simulaciones numéricas, donde se conocen las tres coordenadas de posición y las tres correspondientes a las velocidades de las partículas. En este capítulo se estudian dos métodos que pueden ser aplicados a halos identificados en simulaciones numéricas, a saber, la estadística Δ , ya presentada en 1.7 y el análisis de las masas de los subhalos contenidos en el halo principal o halo huésped. Adicionalmente se estudia la aplicación del algoritmo- Δ a una muestra de grupos identificados en la versión 6 del catálogo Sloan.

3.2 Subestructura en Halos Oscuros

3.2.1 Dependencia de la Estadística- Δ con la Masa

Al estudiar la dependencia de la estadística- Δ con la masa de los halos, se puede observar un incremento sistemático del grado de subestructura a medida que la masa de los sistemas aumenta. La Figura 3.1 muestra en el panel de la izquierda la tendencia mencionada según la cual la media del índice de subestructura $\langle\Delta\rangle$ crece con la masa de los halos (círculos llenos conectados con línea sólida). En el panel derecho de la misma figura se muestra en línea sólida (símbolos llenos) el porcentaje de halos, por bin de masa, con desviaciones- Δ mayores que la media de la distribución Δ de todos los halos ($\langle\Delta\rangle = 0.98$). Nuevamente puede observarse un crecimiento monótono de la fracción de halos con signos de subestructura como función de la masa, donde aparentemente todos los halos masivos muestran signos de poseer más subestructura que $\langle\Delta\rangle$. Por razones de completitud, debe señalarse que el índice Δ_{subh} (el cual se definirá en la sección siguiente 3.2.2) no muestra esta dependencia, tomando un valor medio de 0.55 para el primer bin de masa y de 0.65 para el bin de masas más altas.

Este comportamiento podría ser entendido dentro del marco teórico de universo jerárquico, según el cual los halos más masivos son formados a partir de la agregación de sistemas menos masivos, esperándose por lo tanto que posean un mayor grado de subestructura. Sin embargo, puede demostrarse que gran parte de la señal observada proviene de efectos de resolución. Para ello se realizan dos test:

- (i) Se compara el índice de desviación- Δ para los halos de la SIMA_LR que poseen una contraparte en la SIMA_HR, y
- (ii) Se recalcula el índice de subestructura para todos los halos, pero usando sólo 130 partículas por halo seleccionadas aleatoriamente, Δ_{ran} , obteniéndose la misma resolución

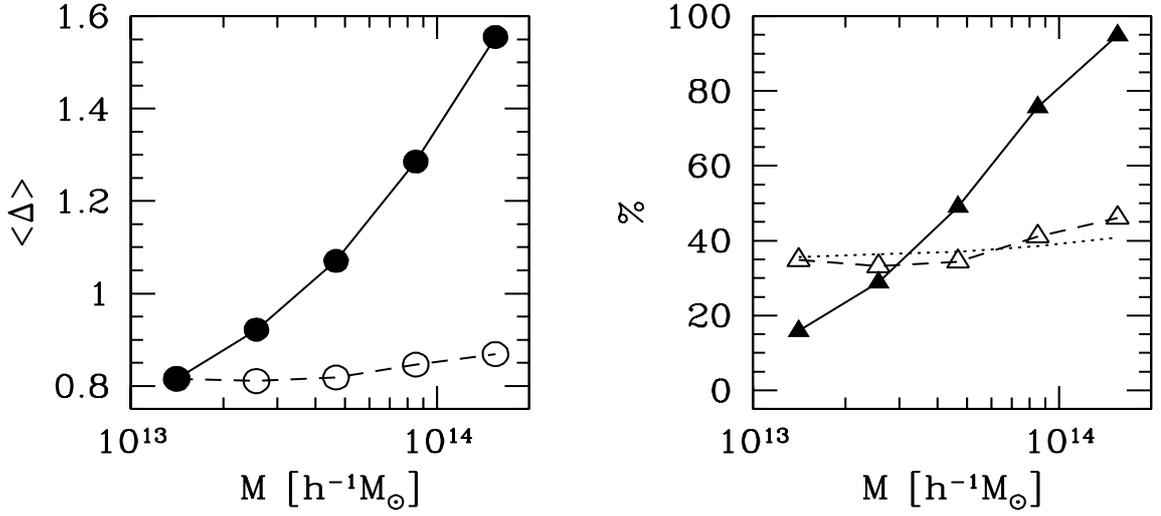


Figura 3.1: *Panel Izquierdo: Dependencia de la media del índice de subestructura Δ por bin de masa con la masa de los halos. Los círculos llenos, conectados con línea sólida, representan la media de la desviación- Δ calculada usando todas las partículas miembros de los halos. Los círculos vacíos, conectados con línea de trazos, corresponden al índice medio calculado usando sólo 130 partículas seleccionadas aleatoriamente (Δ_{ran}). Las incertezas bootstrap estimadas son menores que el tamaño de los símbolos. Panel Derecho: Porcentaje de halos con desviación- Δ mayor que el valor medio (i.e. halos con signos de subestructura), como función de la masa de los halos. Los símbolos llenos conectados con línea sólida corresponden a halos con signos de subestructura mayores que el valor medio de la distribución global de desviaciones- Δ , estimadas usando todas las partículas del halo (resolución variable). Los símbolos vacíos conectados por línea a trazos representan a halos con desviaciones- Δ_{ran} mayores que la media de la distribución global cuando el índice de subestructura se calcula usando siempre 130 partículas seleccionadas aleatoriamente (misma resolución para todos los halos independientemente de la masa). La línea de puntos muestra el porcentaje de halos con $\Delta > \langle \Delta_i \rangle$, donde el índice Δ se calcula usando todas las partículas en cada halo y la media se evalúa usando sólo los halos que pertenecen al i -ésimo bin de masa.*

numérica que los halos menos masivos ($\sim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$) para todos los halos.

Con respecto al primer test, se seleccionan aquellos halos que coinciden en posición y masa en ambas muestras de halos extraídos de las simulaciones SIMA_LR y SIMA_HR. Se permite que las masas de estos halos difieran sólo hasta en un 5%, de tal manera de asegurar que se están comparando propiedades de los mismos halos con la única diferencia de su resolución (~ 8 veces más partículas en los halos seleccionados en la simulación de mayor resolución). Los halos coincidentes son divididos en tres submuestras de acuerdo a sus masas, las cuales se muestran el panel izquierdo de la Figura 3.2. En el panel derecho de la misma figura se comparan los valores de las desviaciones- Δ correspondientes, encontrándose en todos los casos que Δ es significativamente mayor cuando se la calcula en los halos con mayor resolución, hecho que es más evidente en los halos más masivos.

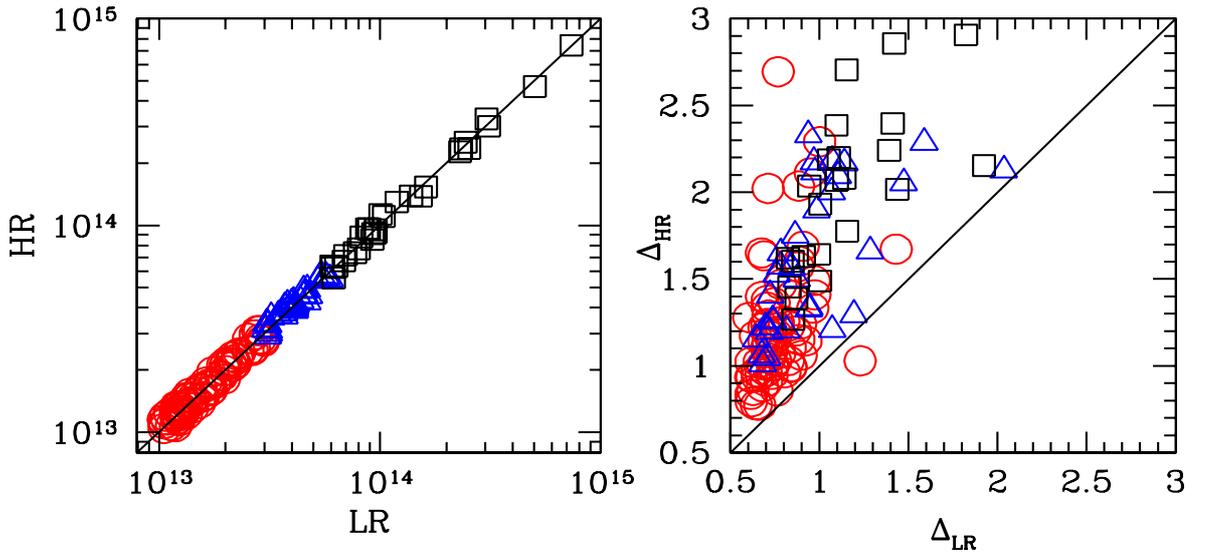


Figura 3.2: *Panel Izquierdo: Comparación de las masas de halos coincidentes en las simulaciones SIMA_LR y SIMA_HR. Las masas difieren en menos del 5%. Panel Derecho: Comparación de los índices Δ para los halos que coinciden en las simulaciones SIMA_LR y SIMA_HR. En ambos paneles los círculos, triángulos y cuadrados vacíos corresponden a halos en los rangos de masa $1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 6 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ y $6 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$, respectivamente.*

Continuando con el segundo test propuesto, se calcula para cada halo un nuevo valor

del índice de subestructura, Δ_{ran} , usando siempre el mismo número de partículas independientemente de la masa del halo, las cuales son seleccionadas de manera aleatoria. El número de partículas usado es 130, con lo cual se imita la resolución numérica de los halos menos masivos usados en el análisis de la presente tesis, de masas $\sim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. De esta manera se impone la misma resolución numérica en todos los halos. Cabe mencionar que el valor de Δ_{ran} asignado a cada halo es la media sobre 20 realizaciones de seleccionar aleatoriamente las partículas. Como resultado de este procedimiento se encuentra que Δ_{ran} es sistemáticamente menor que cuando el índice se computa usando todas las partículas por halo, y que crece más débilmente con la masa del halo como se muestra en línea de trazos en los paneles izquierdo y derecho de la Figura 3.1.

Ambos tests resaltan la importancia de los efectos de resolución al calcular la cantidad de subestructura de los halos. Se puede deducir que la distribución total de los valores de Δ se desplaza hacia valores más altos como función de la resolución, lo cual se refleja en una sobre-estimación de la desviación Δ para los halos más masivos en una dada simulación.

En el panel derecho de la Figura 3.1 se muestra, en línea de puntos, el porcentaje de halos como función de sus masas, con estimaciones de subestructura Δ (calculadas usando todas las partículas) mayores que la media de la distribución de índices Δ , pero sólo considerando halos en el bin de masa correspondiente, $\langle \Delta_{bin} \rangle$. Entonces, la Figura 3.1 evidencia que esta última manera de separar halos con y sin signos de subestructura, es equivalente a aquella basada en seleccionar halos según $\langle \Delta_{ran} \rangle$ (triángulos vacíos unidos por línea de trazos). De no tener en cuenta estos efectos de resolución, podría esperarse una mala selección de las submuestras de alta o baja subestructura Δ .

Dado que el cálculo del parámetro de desviación- Δ es más robusto si todas las partículas de cada halo son tenidas en cuenta, de ahora en más se hará referencia a los halos con subestructura como aquellos con índices de subestructura $\Delta > \langle \Delta_{bin} \rangle$ en el rango de masa específico al cual pertenecen.

3.2.2 La Masa del Subhalo Principal como Medida de Subestructura

En el caso de los halos identificados en la simMN, los cuales tienen un número mínimo de 1200 partículas es posible obtener, además de la estadística Δ , otra medida de subestructura usando los sub-halos que se identifican "dentro" del halo principal. Como

se mencionó anteriormente, se cuenta con los halos extraídos de la simMN usando una longitud de ligadura $l_s = l/2 = 0.085$, los cuales señalan los picos de más altas densidades, subhalos, que en la identificación principal pueden haber sido extraídos como un sólo sistema y que dan cuenta de la subestructura o del grado de evolución dinámica del halo.

Ubicados en el centro de masa de cada halo huésped, se buscan entonces los subhalos que se encuentran dentro de un radio r_{esf} , el cual es el radio de una esfera cuyo volumen es equivalente al volumen ocupado por el halo principal. El cálculo de este último volumen se obtiene sumando los volúmenes cúbicos de un reticulado fino, que se encuentran ocupados por las partículas del halo. El cociente entre la masa del subhalo más masivo, M_{subh} , y la masa del halo huésped, M , determinan el segundo parámetro de subestructura

$$\Delta_{subh} = 1 - \frac{M_{subh}}{M}, \quad (3.1)$$

según el cual, halos con mayor grado de subestructura presentan valores de Δ_{subh} cercanos a la unidad, mientras que aquellos más relajados dinámicamente, para los cuales se espera que la masa del sub-halo más masivo sea similar a la masa del halo huésped, presentarán valores de Δ_{subh} cercanos a cero. Medidas similares de subestructura son usadas en Knebe & Muller (1999) y Gao & White (2007). Por último, cabe destacar que la caracterización de subestructura a través de la masa contenida en el sub-halo principal no tiene en cuenta la información proveniente de las velocidades de las partículas.

3.2.3 Los Índices de Subestructura y el Estado Dinámico de los Halos

En esta sección se explora si los índices Δ y Δ_{subh} son capaces de discriminar entre halos que han sido recientemente perturbados por eventos de *mergers*, y aquellos que o bien se mantuvieron aislados, o bien han tenido tiempo de virializar luego de algún eventual episodio de *merger* con otros halos, de manera tal de que además den cuenta del estado de evolución de los sistemas.

El estado evolutivo de un halo puede estudiarse indirectamente haciendo uso del tiempo de su último *merger* mayor, el cual está caracterizado por el *redshift* en el cual se ha fusionado, por última vez, con otro halo de al menos 1/4 de la masa que el halo en cuestión poseía al momento del evento. Se espera que mientras más lejano sea este *redshift* de agregación mayor de masa, menor manifestación de subestructura muestren

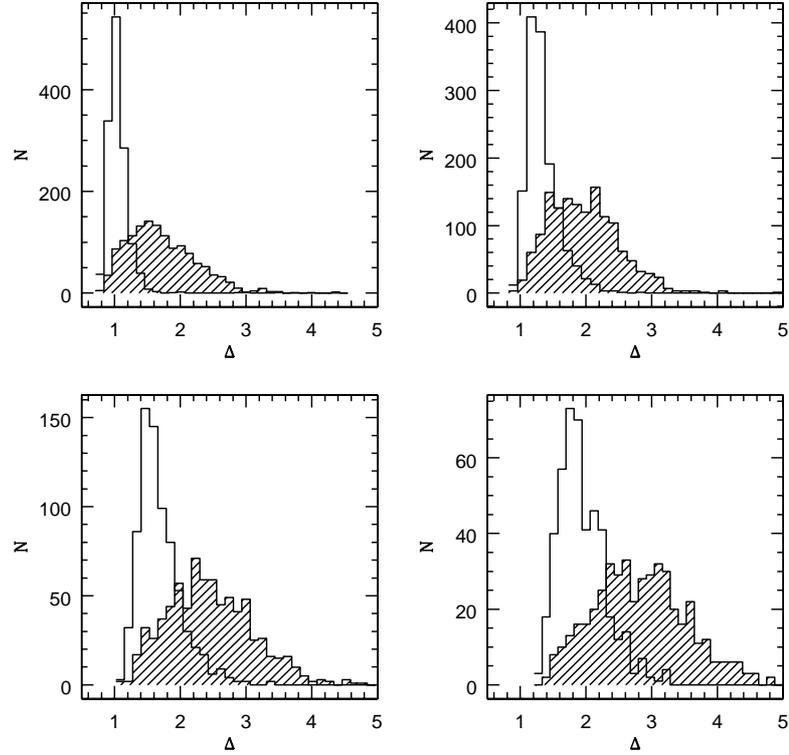


Figura 3.3: Los histogramas sombreados y vacíos muestran las distribuciones de desviación- Δ para halos (*simMN*) en el cuartil inferior y superior de tiempos (*redshifts*) de último *merger* mayor, respectivamente. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran halos en los rangos de masa $1.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 1.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $2.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 2.5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $4.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 5.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $6.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 8.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. En cada panel $\langle \Delta \rangle = 1.0, 1.7; 1.3, 2.0; 1.7, 2.5; 1.9, 2.8$, para los cuartiles superior e inferior de *redshift* de último *merger* mayor, respectivamente.

los halos. Para extraer dos submuestras de halos caracterizadas por estados evolutivos diferentes, se hace uso de las distribuciones de tiempos de último *merger* mayor (z_{lmm}), seleccionando halos en el cuartil inferior y superior de las mismas (no se consideran en este análisis los halos que no han sufrido ningún evento de *merger* mayor a lo largo de su evolución, Figura 2.4). La Figura 2.3 muestra tanto las distribuciones de z_{lmm} como los valores de *redshift* correspondientes al primer y último cuartil, para halos extraídos de la *simMN* en cuatro rangos de masa.

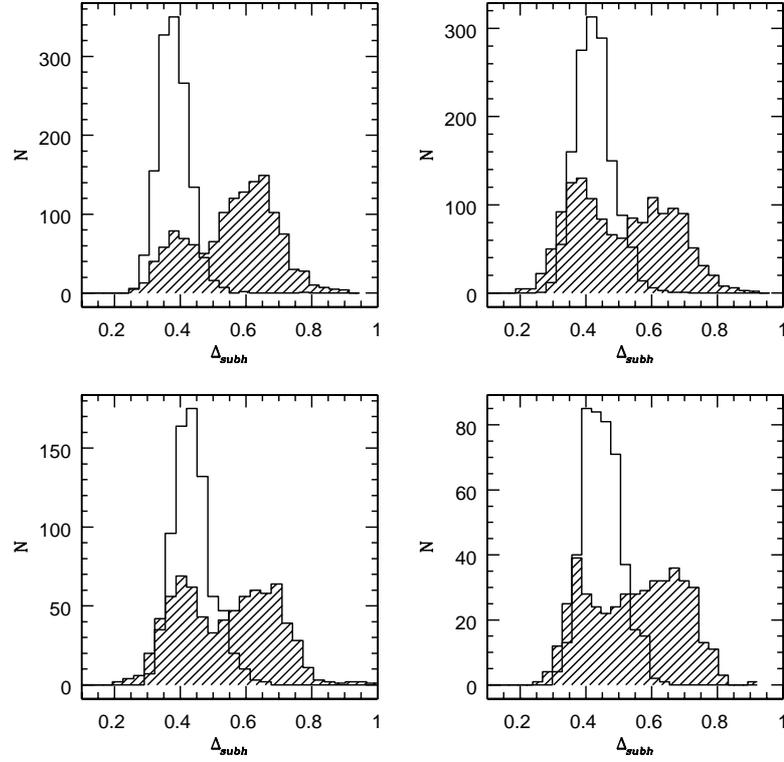


Figura 3.4: Los histogramas sombreados y vacíos muestran las distribuciones de Δ_{subh} para halos (*simMN*) en el cuartil inferior y superior de tiempos (*redshifts*) de último merger mayor, respectivamente. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran halos en los rangos de masa $1.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 1.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $2.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 2.5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $4.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 5.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $6.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 8.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. En cada panel $\langle \Delta_{subh} \rangle = 0.39, 0.55$; $0.43, 0.51$; $0.44, 0.54$; $0.45, 0.54$, para los cuartiles superior e inferior de redshift de último merger, siendo la mayor cantidad de partículas que resuelven estos halos la responsable de la tendencia mencionada.

Dado que se seleccionan halos en rangos de masa angostos, para evitar los efectos de resolución que se describieron en 2.5, puede asegurarse que la historia de agregación de materia de halos en las diferentes submuestras fue distinta: a igual masa en *redshift* cero, aquellos halos cuyos eventos de último merger mayor acontecieron en épocas tempranas, siguieron agregando material de una manera más tranquila y uniforme que aquellos cuya agregación de masa se hizo más bruscamente en épocas recientes.

La Figura 3.3 muestra la distribución del índice de subestructura Δ para halos en los mismos rangos de masa mencionados anteriormente. Los histogramas sombreados corresponden al 25% de los halos que han atravesado más recientemente por un evento de *merger* mayor, mientras que los histogramas vacíos representan al 25% de los halos cuyos últimos *mergers* mayores se llevaron a cabo en los *redshifts* más altos. Puede observarse que para todos los rangos de masa presentados, las distribuciones de desviaciones- Δ de halos con eventos de *mergers* lejanos, asociados a una población más virializada, son más angostas y se encuentran desplazadas hacia valores menores de Δ , con respecto a las distribuciones correspondientes a halos que han sido perturbados por *mergers* más recientemente. Se concluye que el índice- Δ es un buen indicador del estado dinámico de un halo.

Por otra parte, la Figura 3.4 muestra las distribuciones correspondientes al segundo indicador de subestructura, Δ_{subh} , para halos en los mismos rangos de masa que en la Figura 3.3. Usando nuevamente la distribución de *redshifts* de último *merger* mayor de los halos, aquellos con *mergers* recientes (ubicados en el primer cuartil de la distribución) se encuentran considerados en los histogramas sombreados de la Figura 3.4, mientras que aquellos con agregaciones mayores de masa en tiempos más tempranos (cuarto cuartil de la distribución) están representados por los histogramas vacíos.

Al igual que la estadística de Dressler & Shectman, se puede observar que también el índice de subestructura Δ_{subh} es capaz de dar información acerca del estado de evolución de los halos, mostrando valores nominalmente mayores para los halos que se encuentran en un proceso de virialización menos avanzado, como lo son aquellos que sufrieron eventos de *merger* en épocas más tardías. Curiosamente, estos últimos halos muestran en su distribución de Δ_{subh} una prominente bimodalidad (histogramas sombreados en la Figura 3.4), que no es en absoluto evidente cuando se observa la distribución del grado de subestructura según la estadística Δ . Si bien la explicación a este comportamiento se reserva para el final de la sección 4, se detallan a continuación estudios complementarios realizados sobre el tema.

El mismo comportamiento bimodal se manifiesta cuando se observan las distribuciones de Δ_{subh} de halos con *mergers* tardíos en distintos medioambientes, por lo que no puede atribuirse el carácter bimodal observado a diferencias en el entorno local en el cual se encuentran los sistemas. Otra posible explicación arrivaría de tener en cuenta la masa del sistema que es agregado en el evento de *merger* mayor. Ya se ha mencionado que éste corresponde a la agregación de un halo con masa mayor o igual a 1/4 de la masa del halo

considerado, por lo que existe un amplio rango dinámico de masas que pueden intervenir en un *merger* mayor. Sin embargo, los estudios realizados en esta dirección revelan que el cociente de las masas involucradas en el *merger* mayor no aporta información útil para entender la bimodalidad, en tanto que ésta sigue manifestándose al considerarse submuestras de halos perturbados a aproximadamente el mismo *redshift*, por masas de distintas magnitudes.

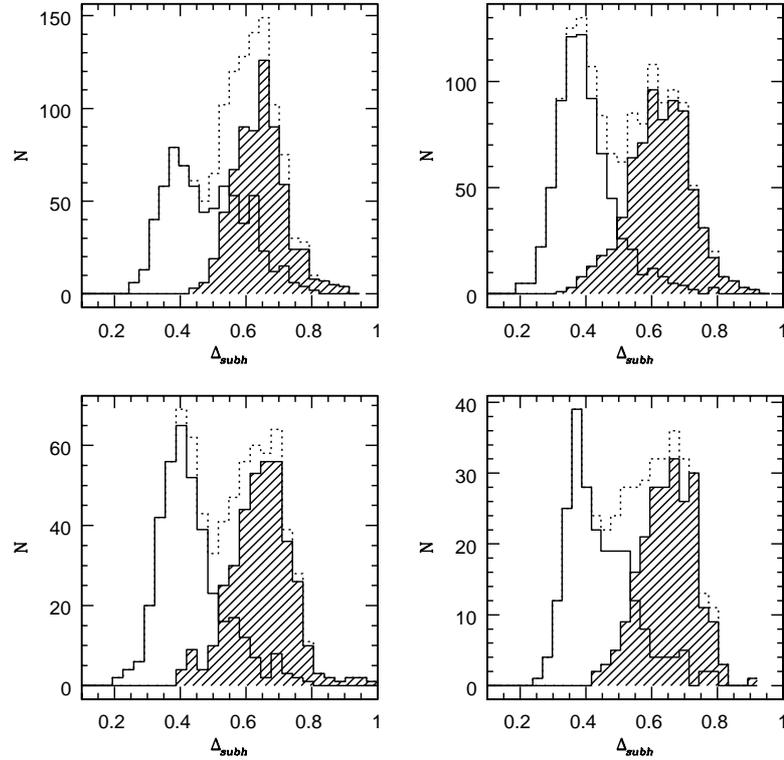


Figura 3.5: En línea de puntos se muestran las distribuciones de Δ_{subh} para halos (*simMN*) en el cuartil inferior de tiempos (*redshifts*) de último *merger* mayor. Los histogramas vacíos/sombreados corresponden a halos con semiejes mayores (a) menores/mayores que la mediana de la distribución. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran halos en los rangos de masa $1.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 1.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $2.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 2.5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $4.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 5.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $6.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 8.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. En cada panel $\langle \Delta_{subh} \rangle = 0.48, 0.63; 0.40, 0.62; 0.43, 0.64; 0.45, 0.64$, para las distribuciones representadas por los histogramas vacíos y sombreados, respectivamente.

Por el contrario, sí es posible diferenciar dos distribuciones que responden a la bimodalidad observada si se consideran los tamaños (dados por los semiejes mayores a), la forma (dada por el cociente c/a) o las dispersiones de velocidades (σ_v) de los halos. La Figura 3.5 muestra, en línea de puntos, las distribuciones de Δ_{subh} correspondientes al 25% de los halos con eventos más recientes de agregación de masa (en el primer cuartil de la distribución de tiempos de último *merger* mayor) tal cual se mostraron en histogramas sombreados en la Figura 3.4. Pueden observarse claramente y para todos los rangos de masa considerados, las dos distribuciones que originan la bimodalidad. Los halos con semiejes a , menores que la mediana constituyen las distribuciones representadas por histogramas vacíos, mientras que las de aquellos halos con semiejes a mayores que la mediana se encuentran ilustradas con histogramas sombreados. Al considerar la forma de los halos, las distribuciones resultantes son muy similares a las presentadas para el semieje a , obteniéndose que los halos más esféricos estarían representados por distribuciones como las de los histogramas vacíos, mientras que los menos esféricos por distribuciones como las de los histogramas rayados. Se concluye que a igual masa, los halos con tiempos tardíos de último *merger* mayor más extendidos físicamente y menos esféricos poseen típicamente mayores signos de subestructura que aquellos con tamaños más reducidos y más esféricos, cuando la subestructura se mensura según Δ_{subh} .

Como se mencionó anteriormente, también la dispersión de velocidades de los halos, σ_v , pone en evidencia la bimodalidad observada en la distribución de cantidades Δ_{subh} , de halos con eventos tardíos de último *merger* mayor. Los histogramas en línea de puntos de la Figura 3.6 vuelven a mostrar las distribuciones bimodales, mientras que los vacíos/sombreados representan a las distribuciones de Δ_{subh} para halos con dispersiones de velocidades, σ_v , menores/mayores que la mediana obtenida en cada rango de masa presentado. En este caso puede verse que las distribuciones correspondientes a halos con dispersiones de velocidades más elevadas (histogramas sombreados en la Figura 3.6), se encuentran para todos los rangos de masa, desplazadas hacia valores menores de Δ_{subh} . Mientras que a menor dispersión de velocidades (histogramas vacíos en la Figura 3.6) el grado de subestructura de los halos, según se mide con Δ_{subh} , es típicamente más elevado.

La Figura 3.7 muestra, por razones de claridad, la correlación existente entre Δ_{subh} y σ_v de los halos en el primer cuartil de la distribución de *redshifts* de último *merger* mayor (i.e. *mergers* recientes), para los cuatro rangos de masa presentados en las figuras anteriores. Además se adjunta la información correspondiente al tamaño de los halos, azul

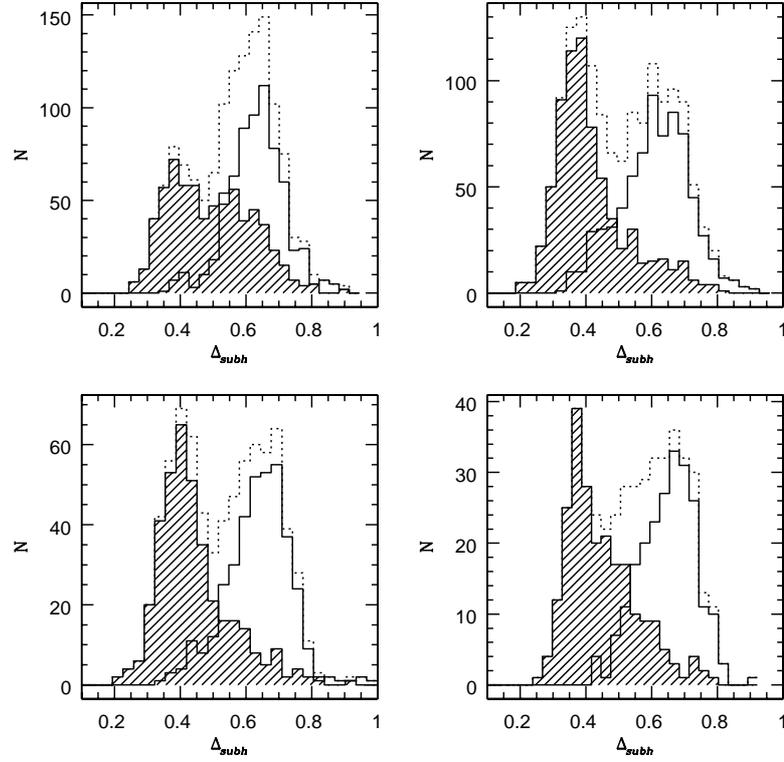


Figura 3.6: En línea de puntos se muestran las distribuciones de Δ_{subh} para halos (*simMN*) en el cuartil inferior de tiempos (redshifts) de último merger mayor. Los histogramas vacíos/sombreados corresponden a halos con dispersiones de velocidades (σ_v) menores/mayores que la mediana de la distribución. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran halos en los rangos de masa $1.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 1.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $2.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 2.5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $4.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 5.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $6.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 8.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. En cada panel $\langle \Delta_{subh} \rangle = 0.49, 0.62$; $0.42, 0.60$; $0.44, 0.63$; $0.46, 0.64$, para las distribuciones representadas por los histogramas sombreados y vacíos, respectivamente.

y rojo para halos con semiejes a mayores y menores que la mediana de la distribución, respectivamente. En esta figura, los contornos de isodensidades en el plano $\Delta_{subh} - \sigma_v$ muestran dos picos de densidades, delatando la existencia de las dos poblaciones responsables de la bimodalidad observada en la distribución de Δ_{subh} . Uno de los picos se alza en una región del plano $\Delta_{subh} - \sigma_v$ caracterizada por una población de halos con bajo Δ_{subh} y alta σ_v , que además coincide con la ubicación en el mismo plano

de los halos con tamaños físicos menores que la mediana de la distribución de semiejes a (puntos rojos). Por el contrario, los halos de mayor tamaño (semiejes a mayores que la mediana correspondiente) coinciden con el segundo pico de densidad, correspondiente a una población de halos con índices de subestructura, Δ_{subh} , altos y dispersiones de velocidades, σ_v , bajas.

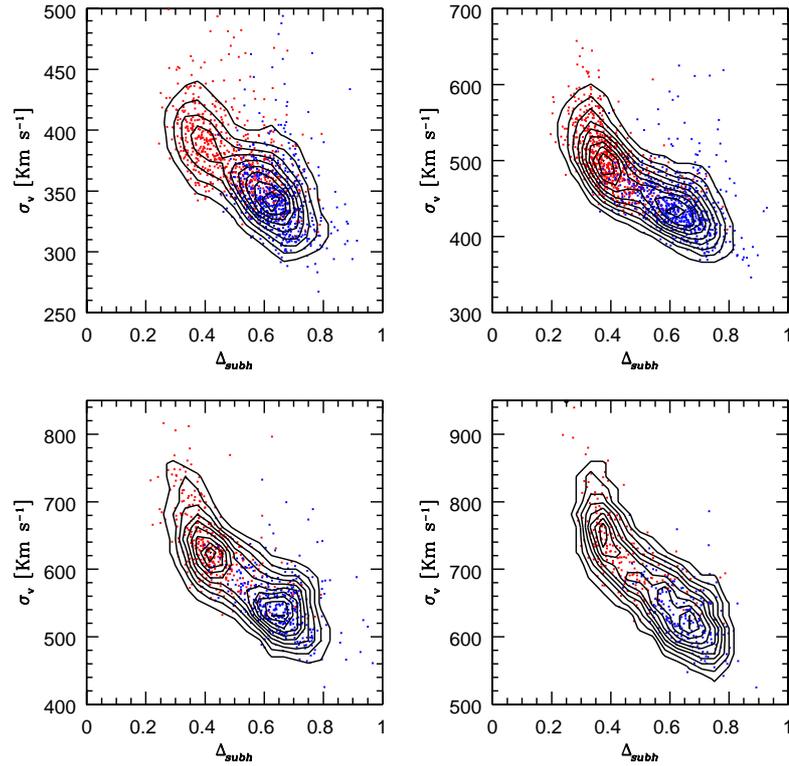


Figura 3.7: Correlación Δ_{subh} vs. σ_v para halos (*simMN*) en el cuartil inferior de tiempos (redshifts) de último merger mayor. Los puntos azules/rojos corresponden a halos con semiejes mayores (a) mayores/menores que la mediana de la distribución. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se muestran halos en los rangos de masa $1.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 1.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $2.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 2.5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $4.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 5.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, $6.3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 8.0 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$.

Este último resultado, a saber, que a igual masa y a tiempos tardíos de último merger mayor, los halos con menor indicio de subestructura Δ_{subh} , poseen típicamente dispersiones de velocidades mayores que aquellos con alto grado de subestructura, no es del todo obvio. Una discusión sobre este aspecto se presenta al final de la sección 4.

Por último se menciona brevemente que la bimodalidad estudiada desaparece cuando se observan las distribuciones de Δ_{subh} de los halos con tiempos de formación o de último merger mayor más tempranos. Evidentemente son sólo los halos jóvenes los que presentan el mencionado rasgo relevante.

3.3 Subestructura en Grupos de Galaxias

Como se ha destacado anteriormente, la identificación de subestructuras ha sido históricamente llevada a cabo sobre muestras de cúmulos de galaxias, los cuales están claramente evolucionando a partir de la agregación de grupos más pequeños. Esta construcción jerárquica de las estructuras no es del todo clara en grupos pobres, pese a que existe evidencia indirecta indicando que evolucionan de una manera similar a los cúmulos ricos (las galaxias y el gas caliente en los primeros siguen las mismas leyes encontradas entre temperatura, luminosidad X y dispersión de velocidades en cúmulos ricos [Mulchaey & Zabludoff (1998)]).

Sólo se encuentran en la literatura el trabajo de Zabludoff & Mulchaey (1998) y el trabajo reciente de Firth et al. (2006) abocados al estudio de subestructura en grupos pobres de galaxias. En ambos trabajos se analiza el grado de subestructura, según la estadística- Δ , de seis grupos de galaxias cercanos. En el trabajo de Zabludoff & Mulchaey el número de galaxias miembros es siempre mayor que 30 mientras que en el de Firth et al. es siempre menor que 31, alcanzándose a estudiar un sistema con 7 miembros.

Este relegamiento en el estudio del *subclustering* en grupos de galaxias se debe principalmente al bajo número de mediciones disponibles para estos sistemas y a la poca confiabilidad que los métodos pueden ofrecer cuando son aplicados sobre un escaso número de galaxias miembros.

Si bien es de esperarse que la confiabilidad en los algoritmos de detección de subestructura aumente con el número de miembros que posee un sistema, en este trabajo se estudia la posibilidad de aplicarlos en grupos con más de 10 miembros identificados en la sexta liberación de datos del relevamiento Sloan. Con esta información se pretende:

- (i) Estudiar los sesgos presentes en el cálculo de la estadística- Δ_{obs} en grupos de galaxias, ya mencionados y estudiados anteriormente en simulaciones numéricas.
- (ii) Extender a grupos de galaxias la estimación de los porcentajes de los mismos con señales detectables de subestructura, lo cual brinda información acerca del crecimiento

jerárquico en sistemas de baja masa y por lo tanto del Modelo Estándar.

3.3.1 Sesgos en la estadística- Δ_{obs}

Masa dinámica y número de galaxias

El cálculo de la estadística de Dressler & Shectman en grupos reales de galaxias plantea varios inconvenientes. A diferencia de los halos de materia oscura identificados en simulaciones numéricas, donde el espacio de las fases es conocido en su totalidad, en el caso de las galaxias en grupos sólo se cuenta con dos coordenadas de posición en el plano del cielo y una estimación de la velocidad proveniente del *redshift* de sus galaxias miembros. Por otro lado, debe también tenerse en cuenta que el corte en magnitud aparente de la muestra en la cual son identificados los sistemas, hace que se extraigan grupos con similar valor de masa y distinto número de galaxias miembros. A modo ilustrativo, supóngase un grupo hipotético de una masa y un número de galaxias dados que es observado a distintas distancias; a medida que la distancia crece sólo se podrán observar las galaxias más brillantes, disminuyendo el número de miembros detectados. Como se mencionó anteriormente (ver panel izquierdo de la Figura 3.1), el valor de Δ asociado a un sistema depende del número de partículas con el que se resuelve dicho sistema. Trasladado a grupos de galaxias, lo anteriormente dicho implicaría que los índices de subestructura obtenidos para grupos con pocos miembros no serían directamente comparables a aquellos obtenidos para grupos ricos de igual masa, puesto que estos últimos poseerían una sobreestimación de sus desviaciones- Δ por el sólo hecho de estar mejor resueltos.

La Figura 3.8 ilustra el hecho arriba mencionado para un dado rango de masa. Puede verse que los grupos de mayor número de miembros poseen sistemáticamente valores mayores de subestructura. La dependencia es fuerte en el régimen de bajo número de miembros y, como es de esperarse, tiende a estabilizarse para grupos ricos. El mismo comportamiento se observa para distintos rangos de masa, deduciéndose que, además de la masa, se debe considerar el número de miembros que posee un sistema para poder discriminar entre sistemas de alta o baja subestructura. En otras palabras, dada la dependencia de esta estadística con el número de galaxias miembros que resuelven un sistema, sólo puede compararse un valor de subestructura de un grupo con aquel proveniente de otro sistema de igual masa e igual número de galaxias miembros.

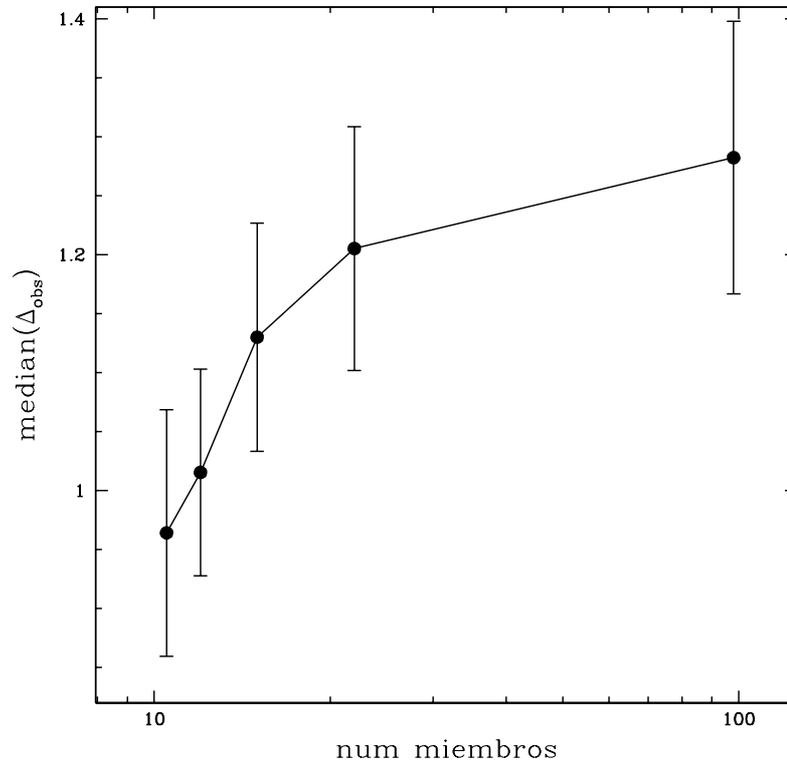


Figura 3.8: Dependencia de la estadística- Δ con el número de miembros para grupos de galaxias extraídos del catálogo Sloan (versión 6), en un dado bin de masa ($5.2 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 1.1 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$). Las barras de errores corresponden a incertezas Poisson y el bineado a igual número de objetos.

Calibración del método- Δ

En la literatura este aspecto no es tenido en cuenta pero la detección de subestructura en grupos o cúmulos viene acompañada por una calibración o normalización del método- Δ para cada sistema. Dicha calibración es necesaria puesto que la distribución de velocidades de las galaxias en un dado sistema podría no ser intrínsecamente Gaussiana aún si no existiera subestructura. La delta observada, Δ_{obs} , debe ser comparada con los resultados obtenidos de datos que sean consistentes con lo que se llama una "hipótesis nula", que en el caso de grupos extraídos de un catálogo real significa falta de correlación entre las posiciones (α, δ) y los *redshifts* de las galaxias. La significancia de la Δ_{obs} se determina entonces comparándola con la obtenida de promediar el índice calculado en cierto número (NR) de realizaciones, donde las velocidades se extraen de la

distribución observada y se asignan aleatoriamente a las posiciones de las galaxias. De esta manera se destruye cualquier correlación existente entre posiciones y velocidades o, lo que es lo mismo, cualquier patrón de subestructura [Dressler & Shectman (1988)]. Si la probabilidad \mathcal{P}

$$\mathcal{P} = \frac{\sum \Delta(\geq \Delta_{obs})}{NR} \quad (3.2)$$

de que, para un dado grupo, se obtenga un valor mayor o igual al Δ_{obs} es baja, entonces se considera que la detección de subestructura es significativa. El grado o nivel de confiabilidad se define como $100*(1-\mathcal{P})$, y da cuenta del porcentaje de realizaciones cuyos valores Δ resultaron menor que el observado.

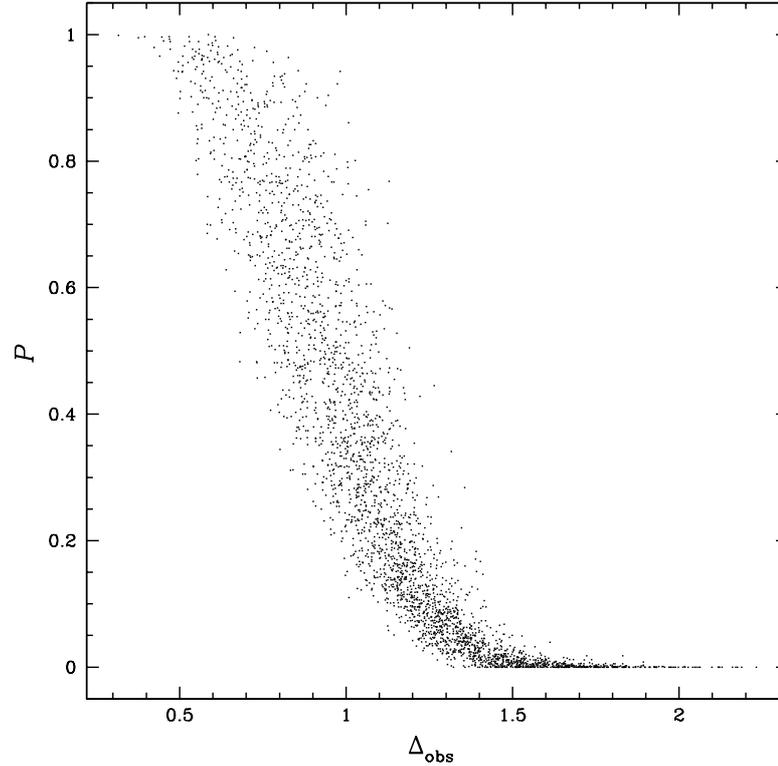


Figura 3.9: Correlación entre la probabilidad \mathcal{P} , de que un grupo obtenga un valor de subestructura mayor o igual a su Δ_{obs} luego de mezclar aleatoriamente las velocidades de sus galaxias, y el valor de Δ_{obs} .

Usando como herramienta la comparación con la hipótesis nula, y con el objeto de estudiar la significancia de Δ_{obs} , para cada uno de los grupos de galaxias pertenecientes a la muestra descrita anteriormente, se calcula la probabilidad \mathcal{P} obtenida de promediar

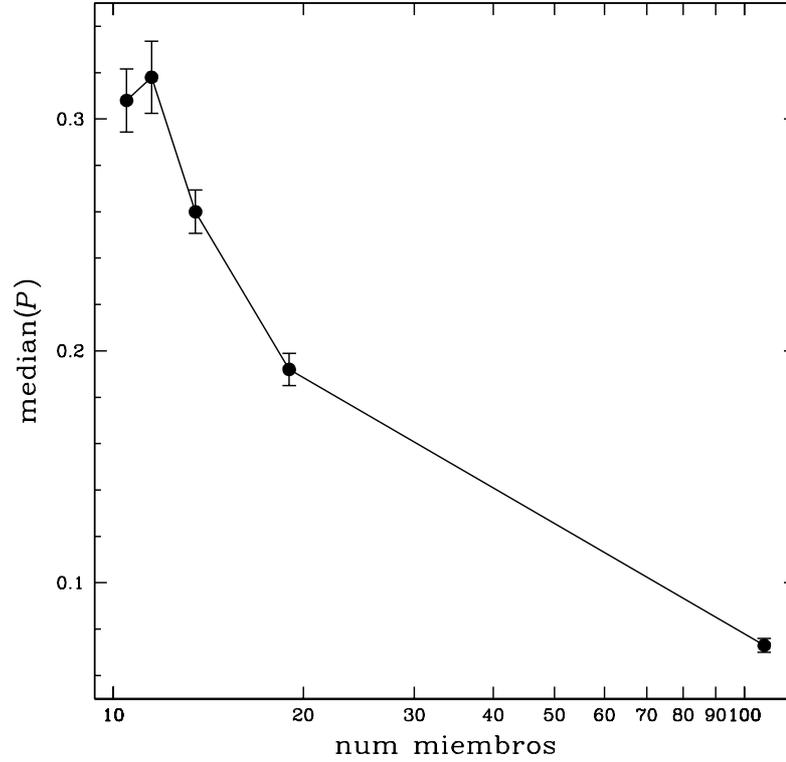


Figura 3.10: Mediana de la probabilidad \mathcal{P} , de que un grupo obtenga un valor de subestructura mayor o igual a su Δ_{obs} luego de mezclar aleatoriamente las velocidades de sus galaxias, como función del número de galaxias miembros. Las barras de errores corresponden a incertezas Poisson.

Δ en $NR = 1000$ realizaciones. Dada la definición de \mathcal{P} , es de esperarse una fuerte correlación entre esta probabilidad y el valor de Δ_{obs} , la cual se muestra en la Figura 3.9. Puede observarse que a valores mayores de Δ_{obs} le corresponden, efectivamente, valores menores de \mathcal{P} , resultando en un nivel de confiabilidad elevado para el Δ_{obs} elevado, y casi nulo para los deltas observados más bajos. Cabe destacar que no debe asociarse el valor de \mathcal{P} con una estimación del error en la medición del delta observado, sino que debe ser pensado como indicador de la diferencia existente entre el espacio de fases del sistema observado y el correspondiente a uno de igual masa y número de galaxias, pero sin signos de subestructura.

Como puede verse en la Figura 3.10, existe un sesgo entre el número de galaxias que posee un grupo y la probabilidad \mathcal{P} de que un valor observado de subestructura sea extraído de la distribución de Δ s, creada para ese grupo, reasignando las velocidades de

las galaxias de una manera aleatoria a las posiciones de las mismas. Son los grupos con bajo número de miembros los que típicamente poseen valores más altos de \mathcal{P} . En los sistemas de 10 y 11 galaxias miembros Δ_{obs} es detectado con un nivel de confiabilidad medio de $\sim 70\%$ ($\mathcal{P} \sim 0.3$), aumentando a un 93% para los grupos más numerosos mostrados en la figura.

Error por el bajo número de galaxias

En esta sección se pretende determinar o dar una estimación del error que se está cometiendo en el cálculo de Δ_{obs} de los sistemas menos numerosos, debido justamente al bajo número de galaxias miembros. Para llevar a cabo esta tarea debe asumirse que la determinación de Δ_{obs} en los sistemas más ricos se efectúa con un error aceptable. Dado que los grupos con más de 40 galaxias miembros poseen en media una probabilidad $\mathcal{P} = 0.1$ (o lo que es lo mismo, el valor observado de delta es significativo con un nivel de confiabilidad medio del 90%), puede concluirse que dicha hipótesis es aceptable.

Tomando los ~ 200 grupos con más de 40 galaxias se efectúan, para cada sistema, 100 realizaciones del cálculo de la estadística- Δ pero usando en cada realización sólo 10 galaxias, de manera de reproducir la resolución de los sistemas más pobres. La distribución de estas 100 realizaciones posee una dispersión (σ_{Δ}) que, dividida por el delta observado, da una estimación del error relativo en la determinación de Δ_{obs} cuando la misma se efectúa con 10 galaxias. La distribución de las σ_{Δ} es mostrada en la Figura 3.11, de donde puede deducirse que las mediciones de subestructura con 10 galaxias tendrán en media un error del $\sim 32\%$.

3.3.2 Porcentaje de grupos con subestructura

Para determinar en qué medida los grupos de diferentes masas muestran la evolución jerárquica predicha por el Modelo Estándar vigente, en esta sección se determina el porcentaje de sistemas con señal inequívoca de poseer subestructura.

Usualmente, en la literatura se utiliza el nivel de confianza de la determinación de Δ_{obs} para seleccionar grupos con subestructura. Utilizando este concepto y con el fin de poder comparar con los porcentajes obtenidos en otros trabajos, se buscan los sistemas cuyo Δ_{obs} se calcula con un nivel de confianza $> 99\%$. Una primera estimación viene dada por el porcentaje de grupos con subestructura extraídos de la muestra total de grupos, la cual cuenta con 3070 sistemas con más de 10 galaxias miembros, cuyas masas

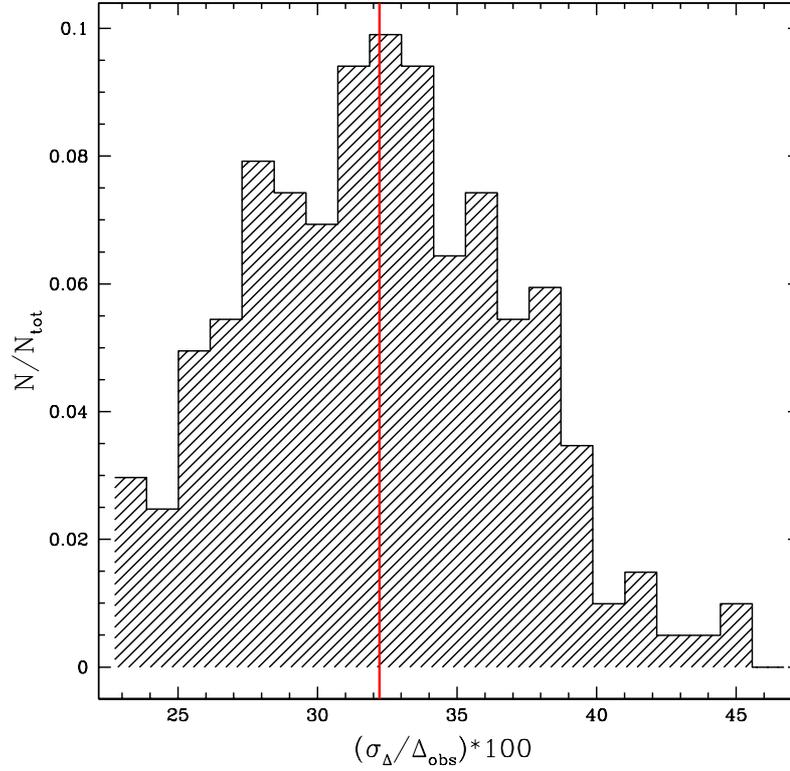


Figura 3.11: *Distribución de la dispersión 1σ del parámetro- Δ normalizada a la Δ_{obs} del grupo correspondiente, para grupos de más de 40 miembros utilizando sólo diez galaxias. Se utilizan para el cálculo de σ_Δ 100 realizaciones. La línea vertical ubicada en $\sim 32\%$ corresponde a la media de la distribución.*

viriales se encuentran dentro del rango $7.7 \times 10^{11} - 1.8 \times 10^{15} h^{-1} M_\odot$. Se encuentra que el $\sim 14\%$ de los sistemas dentro de esta muestra total poseen detecciones significativas de subestructura. La Figura 3.12 muestra la distribución de Δ_{obs} para estos grupos.

Para la comparación con otros trabajos es necesario restringir el rango de masas, puesto que en la mayoría de los mismos los porcentajes de sistemas con subestructura significativa son calculados sobre muestras de cúmulos de galaxias. La Figura 3.13 muestra los porcentajes calculados en muestras de grupos en distintos rangos de masas. Puede observarse un crecimiento monótono del porcentaje de sistemas de galaxias con detecciones significativas de Δ_{obs} en función de la masa de los mismos.

En el régimen de masas altas, si consideramos todos los cúmulos con masas mayores que $10^{14} h^{-1} M_\odot$, obtenemos un porcentaje $\sim 42.5\%$, el cual es consistente con el 30–40% encontrado en la literatura para sistemas de este tipo.

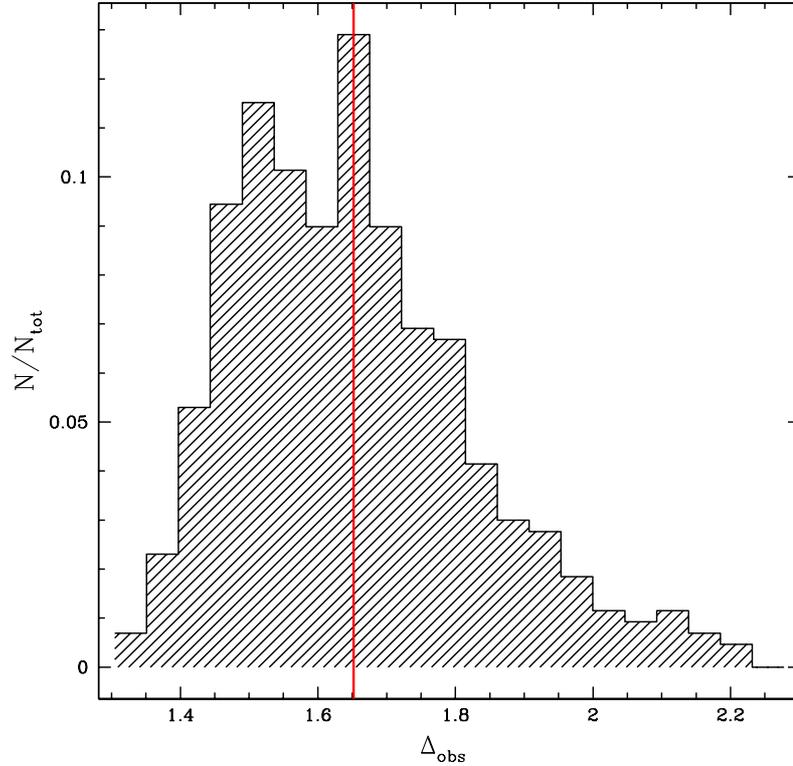


Figura 3.12: *Distribución de Δ_{obs} para grupos de galaxias extraídos de la muestra total pero con una significancia $> 99\%$. La línea vertical ($\Delta_{obs} = 1.65$) corresponde a la media de la distribución.*

Con respecto a los trabajos abocados al estudio de sistemas de galaxias de baja masa, se han mencionado los trabajos de Zabludoff et al. (sistemas con masas en el rango $10^{13} - 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$) y Firth et al. ($0.32 - 1.28 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$). En ambos trabajos se busca subestructura con la estadística- Δ en 6 grupos de galaxias, encontrándose detecciones positivas en 3 (con un nivel de confianza $> 99.9\%$) y 2 de ellos ($> 99\%$), respectivamente. Analizándose la Figura 3.13, puede deducirse que en el rango de masa estudiado por los autores mencionados, aproximadamente el 12% de los grupos muestran detecciones significativas de subestructura.

Los resultados son difíciles de conciliar debido no sólo a la diversidad de métodos usados, sino también a los distintos criterios sostenidos para calificar a una detección de subestructura como significativa. A estos inconvenientes debe sumarse además, como se mencionó anteriormente, la heterogeneidad de las muestras de sistemas de galaxias y el bajo número disponible utilizadas en los distintos estudios.

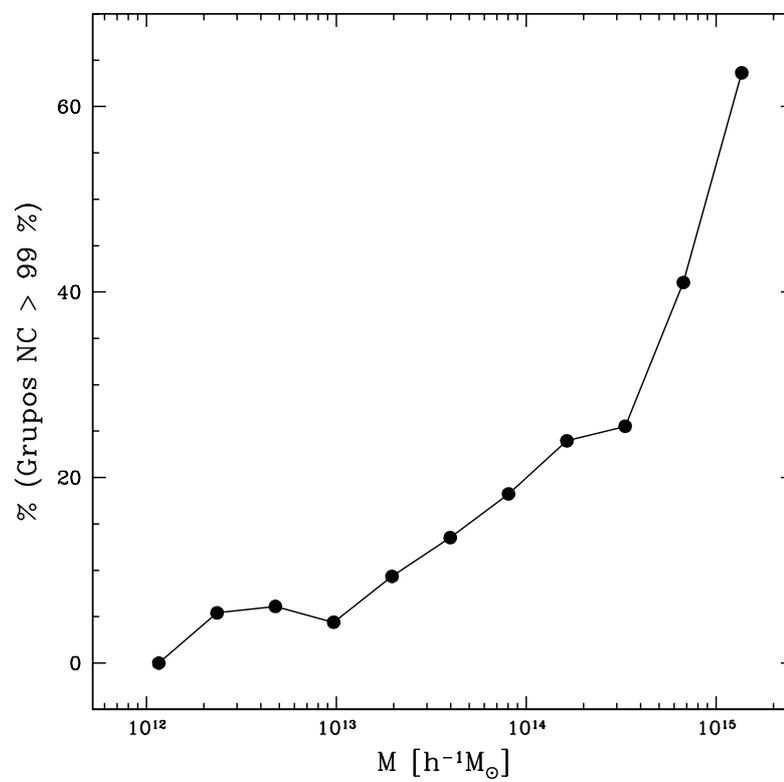


Figura 3.13: Porcentajes de grupos con Δ_{obs} detectado con un nivel de confianza superior al 99%, para grupos de galaxias en distintos rangos de masa.

4 La Relación Forma-Dinámica

4.1 Introducción

Se ha mencionado ya que las huellas de la agregación de masa por parte de un sistema, aspecto inherente al proceso de formación jerárquica, pueden ser observadas en índices que muestren la subestructura presente en un halo, siempre que éste no haya tenido tiempo de relajarse dinámicamente. Los halos más evolucionados muestran entonces menores señales de subestructura, como se comprobó en la sección anterior.

Por otro lado, Faltenbacher & Mathews (2007) encuentran que la dispersión de velocidades de los subhalos, dentro de un halo huésped, aumenta a medida que aumenta el parámetro de concentración de este último. Dado que la concentración y el tiempo de formación de un halo están también correlacionados [Wechsler et al. (2002)], este resultado implicaría que los halos más viejos debieran tener dispersiones de velocidades más altas. Adicionalmente, también hay evidencias a favor de una esfericalización de los halos con el paso del tiempo (ej. Allgood et al. 2006).

En esta sección se investiga la fortaleza de la relación forma-dispersión de velocidades de los halos en la SIMMN, donde la información referente a los tiempos de formación de los mismos se encuentra disponible. Cómo se relaciona la cantidad de subestructura con la forma, la dispersión de velocidades y el tiempo de formación de los halos son también temas de estudio de esta sección.

4.2 La Relación Edad-Forma-Dispersión de Velocidades

La relación encontrada entre la forma (dada por el cociente de los autovalores c/a) y la dispersión de velocidades de los halos, indica que, a una dada masa, los halos más esféricos poseen dispersiones de velocidades más altas. Los paneles superiores izquierdo y derecho de la Figura 4.1, muestran el scatter-plot de la relación c/a vs. σ_v y los

contornos de isodensidad obtenidos del mismo, respectivamente, para una muestra de halos en el rango de masas $3.15 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 3.96 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. Dado que se sabe que los halos más masivos (mayor σ_v) poseen cocientes c/a más bajos con respecto a halos menos masivos (e.g Allgood et al. 2006), puede descartarse la posibilidad de que la relación estudiada se encuentre gobernada por efectos de gradientes de masa en el rango elegido.

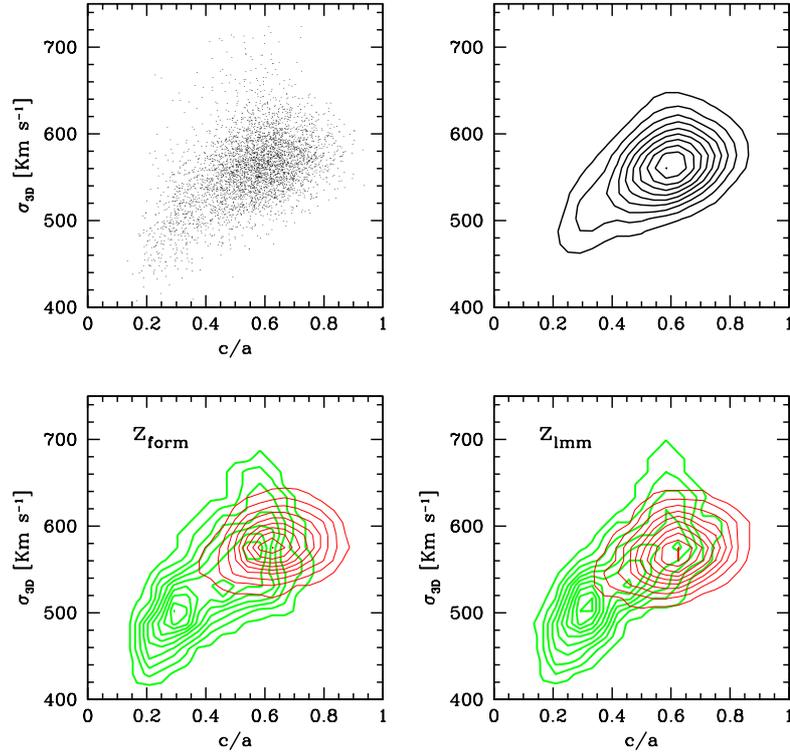


Figura 4.1: El panel superior izquierdo muestra el scatter-plot de la correlación forma-dispersión de velocidades para halos de materia oscura identificados en SIMMN con masas $3.15 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 3.96 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. Los contornos de isodensidad en el panel superior derecho muestran todos los halos en el rango de masa mencionado. En el panel inferior izquierdo se representa en línea delgada a los halos con tiempos de formación (z_{form}) tempranos y en línea gruesa a aquellos con tiempos tardíos de formación. El panel inferior derecho separa a los halos de acuerdo a sus tiempos de último merger mayor (z_{lmm}). Las líneas delgada y gruesa denotan halos con z_{lmm} tempranos y recientes, respectivamente.

Para demostrar que la tendencia observada obedece a la coexistencia de sistemas de igual masa en distintas etapas evolutivas, se extrae de la muestra seleccionada dos submuestras de halos: tempranos (o viejos) y tardíos (o jóvenes). Los primeros poseen sus tiempos o *redshifts* de formación z_{form} mayores al percentil 75% de la distribución de tiempos de formación, mientras que los z_{form} de los segundos corresponden a *redshifts* más recientes menores al percentil 25% (distribuciones de tiempos de formación para diferentes rangos de masa se muestran en la Figura 2.3). Estas dos muestras de halos viejos y jóvenes se muestran en el panel inferior izquierdo de la Figura 4.1, donde las líneas delgada y gruesa denotan halos tempranos y tardíos, respectivamente. Puede observarse que los halos más viejos poseen típicamente dispersiones de velocidades y esfericidades más altas que los halos jóvenes. Sin embargo, cabe señalar que estos últimos alcanzan también valores elevados de σ_v , comparables y aún mayores a los de los halos viejos. Por el contrario no se observan halos viejos o más virializados con dispersiones de velocidades bajas. En el panel inferior derecho se repite el procedimiento con el tiempo de último *merger* mayor, z_{lmm} , reemplazando al de formación (distribuciones de tiempos de último *merger* mayor para diferentes rangos de masa se muestran en la Figura 2.3). Como es de esperarse, los halos con episodios de *mergers* más tempranos (línea delgada) muestran formas más esféricas y σ_v generalmente más altas que aquellos de igual masa que se han fusionado más recientemente (línea gruesa). Al igual que en el caso de z_{form} , los contornos de isodensidad correspondientes a la población de halos con *mergers* recientes delatan la existencia de sistemas con alta σ_v .

La fortaleza de la correlación c/a vs. σ_v para distintos rangos de masa se ilustra en la Figura 4.2. La misma muestra los coeficientes de Spearman como función de la masa de los halos, en cada caso la probabilidad de no correlación es nula. Los puntos llenos representan a la muestra total, mientras que las líneas delgada y gruesa a las submuestras de halos viejos y jóvenes, respectivamente. Es evidente que la correlación está gobernada por los halos jóvenes, quienes por sí solos alcanzan a definir una tendencia $c/a-\sigma_v$ que no es tan evidente si sólo se considera la población de halos tempranos. Puede observarse además que la correlación mejora a medida que se consideran halos más masivos.

Los resultados encontrados hasta el momento sugieren entonces que la relación forma- σ_v observada en una población de halos de una dada masa, es la consecuencia de los distintos estados evolutivos presentes en la misma. A medida que un halo evoluciona, alcanzando estados de virialización más avanzados, aumenta su dispersión de velocidades a la vez que adquiere formas más esféricas. Una vez alcanzado el equilibrio virial, la

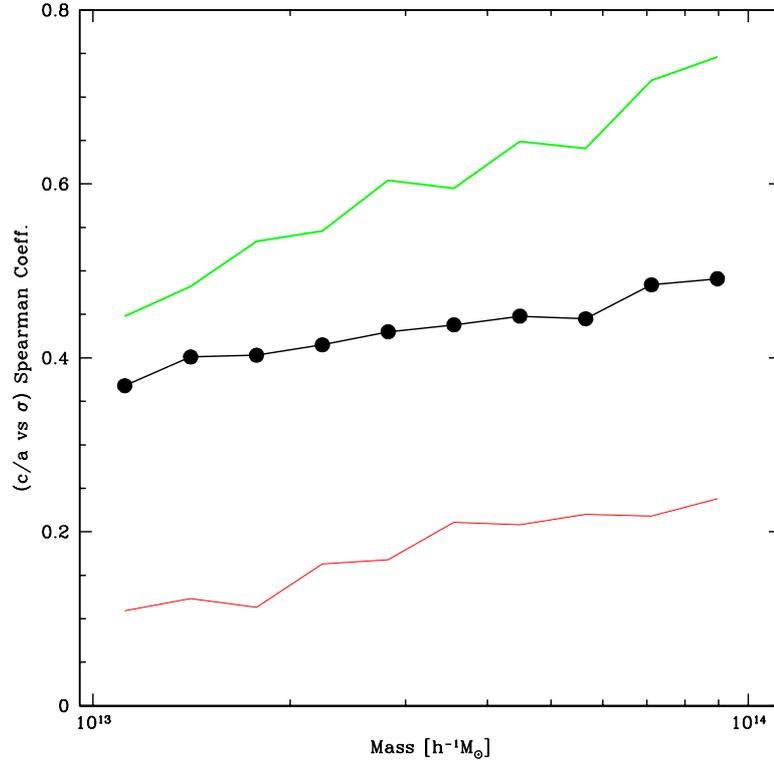


Figura 4.2: *Coefficientes de Spearman de la correlación $c/a - \sigma_v$ para halos en diferentes rangos de masa considerando por separado la muestra total (puntos llenos), los halos tempranos (línea delgada) y los halos tardíos (línea gruesa).*

dispersión de velocidades se estabiliza en un valor dado (que en estas condiciones se condice con su masa virial) como así también la forma, provocando que la correlación se debilite para los halos con tiempos de formación tempranos o bien para aquellos cuyos eventos significativos de mergers ocurrieron en épocas muy tempranas, como lo son los de las poblaciones representadas por líneas delgadas en los paneles inferiores de la Figura 4.1. Por el contrario, la población de halos jóvenes continúa mostrando evidencias de evolución, reflejándose en valores elevados de los coeficientes de Spearman. El ensalzamiento de la correlación puede provenir del comportamiento conspicuo manifestado anteriormente: existen halos tardíos con dispersiones de velocidades comparables y aún más altas a aquellas características de los halos más viejos o más virializados. Ahora bien, a qué se debe este hecho? Si bien el rango de tiempos de formación abarca sólo un cuartil de la distribución, existe inevitablemente dentro de la submuestra de halos tardíos (contornos en línea gruesa) un gradiente de edades, por cuanto aquellos halos más

viejos o más evolucionados (dentro de la muestra de halos jóvenes) poblarán la región de dispersiones de velocidades y cocientes c/a más altos. Este hecho no implica que los halos se encuentren ya virializados. Adicionalmente, como se explica a continuación, existen sistemas poblando la región de σ_v altas que se encuentran momentaneamente perturbados de una manera específica, tal que sus dispersiones de velocidades se ven acrecentadas.

Las anomalías en las dispersiones de velocidades de los halos pueden ser asociadas a aquellas halladas en el parámetro de spin λ por Bett et al. (2007). Estos autores encuentran un exceso en el número de halos con valores altos de λ , el cual es atribuido a falencias del algoritmo tradicional FOF. Señalan las siguientes situaciones que ilustran la forma en que las dispersiones de velocidades pueden verse ensalzadas en un amplio rango de masas:

(i) Objetos bien definidos que se encuentran ligados por un puente tenue de partículas. Estos puentes de baja masa son usualmente estructuras altamente transitorias, siendo en ese instante de tiempo un conjunto de partículas ligadas aleatoriamente por el algoritmo FOF. La unificación de dos o más objetos de masas similares que no se encuentran gravitacionalmente relacionados, resulta en un objeto con alta dispersión de velocidad, cuya naturaleza de objeto múltiple puede verse claramente en el espacio de las velocidades.

(ii) Halos formados por el encadenamiento de sistemas más pequeños que están atravesando *mergers* o pasajes cercanos con sus vecinos. Sus ligaduras físicas pueden ser permanentes o no, pero en todo caso menos transitorias que en (i).

(iii) Sistemas de baja masa, cuya distribución de velocidades se encuentra contaminada por la inclusión de partículas de alta velocidad debido a la proximidad a objetos masivos. El halo menor estará contaminado por partículas intrusas que poseen una velocidad media muy distinta de la propia, lo cual deriva en un aumento en la dispersión de velocidades, más notorio cuanto menor sea la masa del halo. El vecino masivo, cuya dispersión de velocidades es más alta, no se verá afectado por tal efecto.

Dado que los halos menos masivos identificados en SIMMN poseen 1200 partículas, puede descartarse una contaminación del tipo (iii). Sin embargo objetos tales como los descritos en (i) y (ii), bien pueden formar parte de la población de halos tardíos con σ_v altas, los objetos de tipo (i) contribuyendo mayoritariamente a formas proladas, mientras que los de tipo (ii), los cuales se encuentran en una fase avanzada de *merger*, podrían mostrar, al menos transitoriamente, configuraciones geométricas con formas

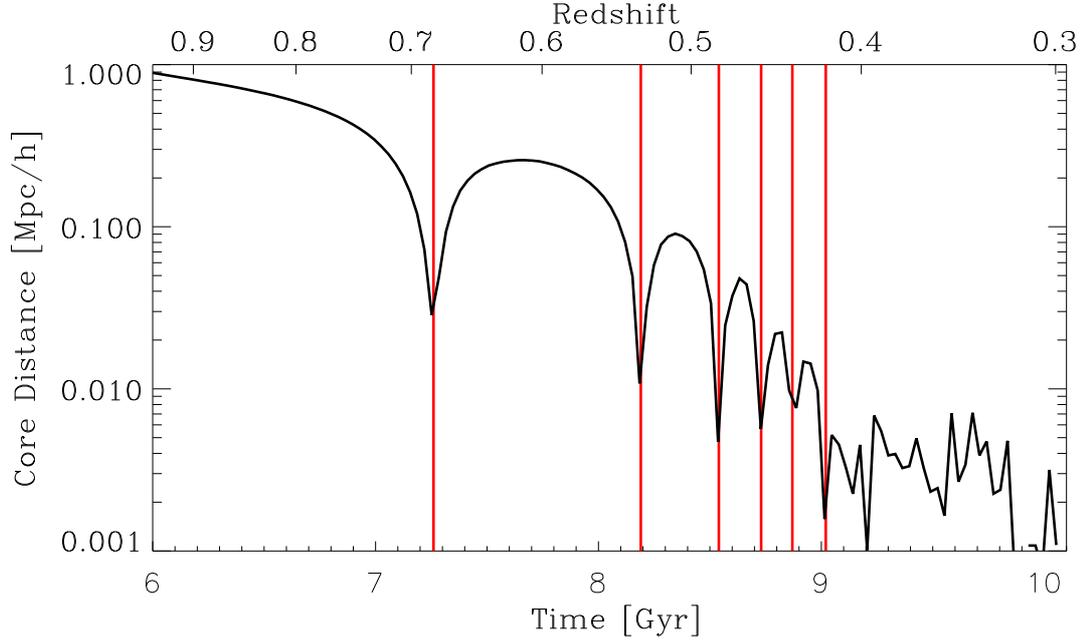


Figura 4.3: *Evolución de la distancia entre los centros de masas de dos sistemas de igual masa ($M \sim 1 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$) durante un evento de merger. Las líneas verticales denotan los tiempos de pasajes pericéntricos [Faltenbacher et al. (2007)].*

más esféricas. Tal ensayo es respaldado por resultados mencionados en el trabajo de Faltenbacher et al. (2007), del cual se muestran a continuación dos figuras que sirven para ilustrar lo expuesto.

El citado trabajo estudia, haciendo uso de una resimulación de alta resolución, el proceso de merger mayor de dos halos de masas similares ($\sim 1 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$). La evolución de la distancia entre los centros de los halos progenitores se ilustra en la Figura 4.3, donde las líneas verticales marcan los tiempos de pasajes pericéntricos. Durante el primer pasaje la distancia mínima de los centros es de $\sim 30 h^{-1} \text{Kpc}$, para declinar gradualmente a $\sim 2 h^{-1} \text{Kpc}$ en el sexto y último pasaje pericéntrico que puede resolverse, antes que los halos se fusionen en una sola estructura. El tiempo transcurrido entre el primer pasaje pericéntrico y el tiempo donde se identifica un sólo halo es de $\sim 2 \text{ Gyr}$. La Figura 4.4 muestra por su parte la evolución de la dispersión de velocidades, donde las líneas gruesa y delgada denotan la σ_v calculada utilizando todas las partículas encontradas alrededor del progenitor más y menos masivo, respectivamente, dentro de los radios explicitados en los distintos paneles de la figura. El aumento en la dispersión de velocidades se debe

principalmente a la magnificación del pozo de potencial en los pasajes pericéntricos, los cuales inducen aceleraciones en las partículas de materia oscura.

En *redshift* 0.2 los centros coinciden por lo que la dispersión de velocidades de cada progenitor es la dispersión de velocidades total del sistema resultante. Si bien la dispersión de velocidades final del sistema excede levemente (en un 20%) aquella inicial de cada uno de los halos progenitores involucrados, existen picos más altos en la evolución de esta cantidad que se presentan cuando los centros de masa de los sistemas alcanzan distancias mínimas, lo cual, volviendo a la discusión principal, además de explicar la

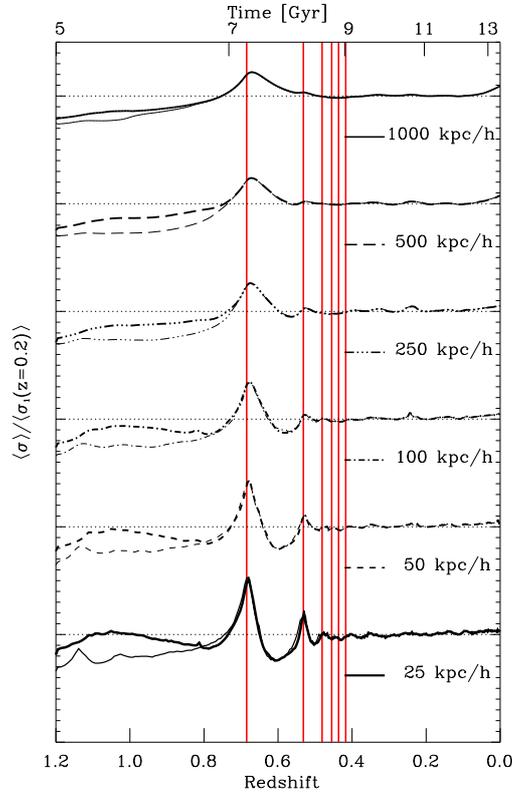


Figura 4.4: Evolución de la dispersión de velocidades de los sistemas de la Figura 4.3, normalizada al valor de σ_v , en redshift 0.2, del progenitor más masivo. Las líneas gruesa y delgada corresponden al cálculo efectuado con todas las partículas encontradas dentro de un radio determinado, con origen en cada progenitor. Los diferentes paneles explicitan el valor del radio considerado. Las líneas horizontales punteadas denotan la unidad para el panel correspondiente y el cero para el panel superior inmediato. Las líneas verticales denotan los tiempos de pasajes pericéntricos. [Faltenbacher et al. (2007)].

existencia de σ_v más altas que la de halos virializados de la misma masa, favorece la detección de morfologías temporalmente esféricas.

4.3 La Relación Subestructura-Forma-Dispersión de Velocidades

Siguiendo con el estudio de la tendencia forma- σ_v , interesa ahora discernir si la misma encuentra relación con la cantidad de subestructura de los halos. La Figura 4.5 muestra los contornos de isodensidad correspondientes al scatter plot de la relación $c/a - \sigma_v$, donde las poblaciones representadas en líneas delgada y gruesa corresponden a halos con baja y alta subestructura, respectivamente. Nuevamente, para definir estas submuestras se utilizan el primer y cuarto cuartil de la distribución del indicador de subestructura. En el panel izquierdo los contornos de isodensidades se calculan haciendo uso de la estadística- Δ , mientras que en el panel derecho se utiliza el índice Δ_{subh} .

En ambos paneles puede observarse el mismo comportamiento: la población de halos con baja señal de subestructura (líneas delgadas) posee típicamente valores altos de dispersiones de velocidades y formas esféricas. Resultado que, si bien es de esperarse dada la discusión presentada en la sección anterior, no resulta del todo intuitivo. Por el contrario, sería válido esperar que la dispersión de velocidades de los halos que muestran fuertes signos de subestructura, y que por lo tanto debieran mostrar anomalías en las velocidades de sus partículas miembros, se encuentren ensalzadas con respecto a la de aquellos que poseen menor signos de haber sido perturbados. Sin embargo, no todos los eventos de *mergers*, evidenciados por la cantidad de subestructura que posee el sistema resultante, derivan en objetos con dispersiones de velocidades mayores a la característica de un halo virializado de masa igual a la sumada por el objeto ensamblado. Como se mencionó anteriormente son los *mergers* mayores los que colateralmente tendrían la capacidad de elevar la dispersión de velocidades del sistema que se crea. En los demás casos, la dispersión de velocidades alcanzada del sistema resultante es mayor que la de cada uno de los sistemas progenitores involucrados en el evento, pero menor que la de un halo de igual masa que se encuentre virializado.

Este comportamiento puede ser visto claramente en la población de halos con alta subestructura, cuando ésta se mide de acuerdo al índice Δ (líneas gruesas en el panel izquierdo). Según lo discutido en el párrafo anterior, el rango dinámico de dispersiones

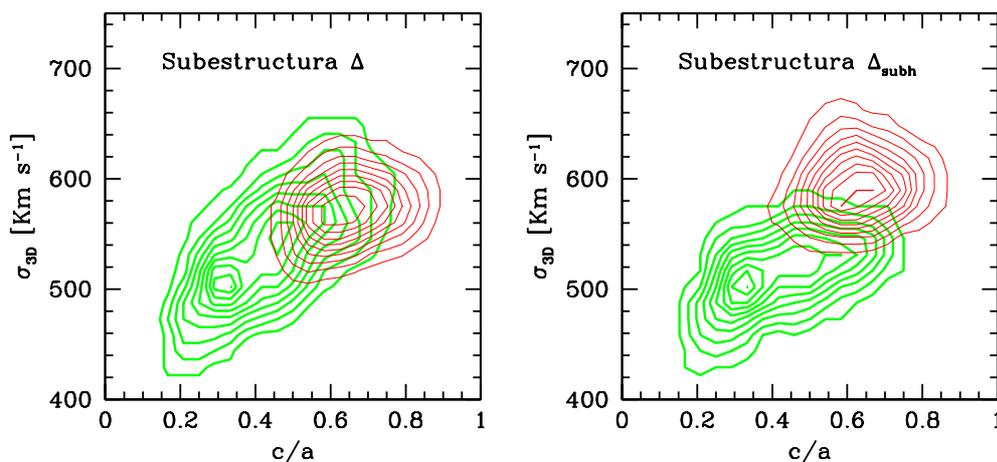


Figura 4.5: Correlación forma-dispersión de velocidades para halos de materia oscura identificados en SIMN con masas $3.15 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 3.96 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. En ambos paneles se representa en línea delgada a los halos con índices de subestructura bajos y en línea gruesa a aquellos con índices altos. Los paneles izquierdo y derecho corresponden a los contornos de iso-densidad calculados considerando las medidas de subestructura Δ y Δ_{subh} , respectivamente.

de velocidades generado por los distintos procesos de *mergers* cubre tanto valores bajos como altos. Sin embargo, este rasgo no se detecta en los contornos calculados a partir de Δ_{subh} (líneas gruesas en el panel derecho), donde los valores altos de dispersiones de velocidades son exclusivos de sistemas virializados. La explicación a este comportamiento proviene de la forma en la que se calcula el índice Δ_{subh} .

Para entender este aspecto se presenta la Figura 4.6. La misma muestra la distribución espacial de las partículas pertenecientes a un sistema con tiempo de formación tardío y Δ alto. Puede observarse que las velocidades, cuyas direcciones se encuentran representadas por segmentos, delatan la existencia de al menos dos sistemas. Si la situación es tal que los halos que protagonizan el evento de *merger* se están "atravesando" uno a otro como se muestra en la Figura 4.6, el índice Δ_{subh} será incapaz de detectar subestructura puesto que no considera para su cálculo las velocidades de las partículas involucradas. Por el contrario, al basarse en una reidentificación de subhalos con una longitud de ligadura menor, detectará como un sólo subhalo al aglomerado conformado por los dos sistemas interactuantes. La morfología de un sistema en tal situación puede ser esférica y a la vez, su dispersión de velocidades deberá ser alta [Faltenbacher et al. (2007)], adicionalmente,

el bajo valor de Δ_{subh} medido, destinará erróneamente a este sistema a poblar la submuestra de halos con baja subestructura (línea delgada del panel derecho de la Figura 4.5). Una inspección visual de halos con discrepancias en sus índices de subestructura revela la existencia de una cantidad considerable de halos en esta condición.

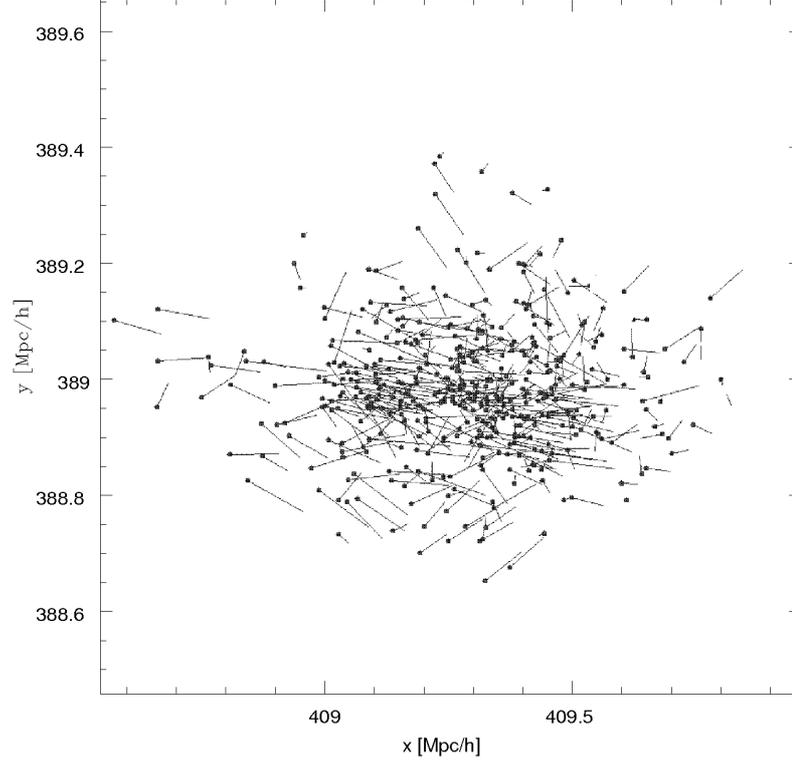


Figura 4.6: *Distribución espacial de las partículas pertenecientes a un halo de masa $M \sim 4 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ en fase de merger. El sistema no muestra evidencias de subestructura según el índice Δ_{subh} , pero sí según la estadística Δ . Los segmentos representan a los vectores velocidad, con origen en los puntos llenos, y evidencian la presencia de los dos sistemas involucrados en el merger.*

Finalmente, con los resultados hasta aquí presentados se retoma la discusión planteada al final de 3.2.3. En dicha sección se había notado una particularidad de los halos con tiempos tardíos de último *merger* mayor, consistente en que su distribución de índices de subestructura Δ_{subh} mostraba una bimodalidad originada por un exceso de valores bajos de subestructura (Figura 3.4), que no se manifestaba en cambio en la distribución de la estadística- Δ , para estos mismos halos.

Se sabe ahora que existen situaciones en las que el índice Δ_{subh} no sólo no es capaz de detectar subestructura, sino que además la subestima, aumentando ficticiamente el número de sistemas con bajo valor de subestructura y explicando el comportamiento bimodal encontrado anteriormente.

5 La Vecindad de Halos Masivos: Morfología, Dinámica y Alineamientos de Halos Circundantes

5.1 Introducción

Observacionalmente, las propiedades de las galaxias muestran una importante variación que depende del medioambiente local y a gran escala. Dado que nuestro conocimiento actual acerca de las propiedades de las galaxias tiene como pilar fundamental la bien fundada asunción de que éstas se originan y evolucionan dentro de los pozos de potencial de los halos de materia oscura, es válido suponer que las propiedades de estos últimos podrían influenciar o incluso determinar aquellas de las galaxias y su interrelación con el medio. Debido a ello, existe una importante variedad de estudios que investigan la dependencia de las propiedades de los halos de materia oscura con el medioambiente en el cual se encuentran dichos halos.

Los primeros estudios en esta dirección fueron realizados por Lemson & Kauffmann (1999), quienes no encontraron dependencias de las propiedades de los halos de materia oscura con el medioambiente, con excepción de la masa. Haciendo uso de la función de masa, concluyeron que los halos masivos se encuentran subrepresentados en ambientes subdensos, mientras que la situación se revierte en ambientes sobredensos. Por el contrario, encontraron que propiedades tales como el parámetro de concentración, el tiempo de formación, el parámetro de spin y la forma de un halo no mostraban correlación con el medioambiente. Estas evidencias fueron usadas para justificar una asunción que simplifica enormemente la tarea realizada por los modelos semianalíticos de formación de

galaxias, a saber, que las propiedades de las mismas son determinadas por el halo en el que se forman y no por las características de la gran escala o el medioambiente en el que este último se encuentra inmerso.

El impacto del medioambiente en la formación de los halos fue revisto cinco años más tarde por Sheth & Tormen (2004), detectando señales débiles de dependencia del tiempo de formación de los halos con el medioambiente, en contraposición a los resultados de Lemson & Kauffmann. Usando la función de correlación con marcas como herramienta estadística, encontraron que los pares cercanos de halos de baja masa en ambientes sobredensos se forman típicamente a *redshifts* más altos que aquellos de igual masa ubicados en regiones menos densas. Este efecto, hallado con mayor significancia en trabajos posteriores, fue luego denominado *Assembly Bias* y el capítulo siguiente está enteramente abocado a su estudio. Volviendo al trabajo de Sheth & Tormen, estos autores encontraron además que el parámetro de concentración de los halos no guardaba dependencia con el medioambiente. El régimen de alta masa no pudo ser investigado con profundidad por estos estudios dado el tamaño reducido de la simulación cosmológica utilizada (GIF [Kauffmann et al. (1999)] $L = 141.3 h^{-1}\text{Mpc}$).

Estas primeras evidencias de correlación entre la formación de los halos y el campo de densidades circundante, sugirieron la necesidad de construir modelos semianalíticos más realistas. En las implementaciones más modernas, la asunción de la sólo dependencia de la historia de formación de un halo con su masa es reducida haciendo uso de su historia de *mergers* extraída directamente de simulaciones numéricas [Springel et al. (2001)] [Helly et al. (2003)] [Croton et al. (2006)] [De Lucia et al. (2006)] [Bower et al. (2006)]. En estas implementaciones las recetas semianalíticas dependen de la masa y del tiempo de formación, pero las correlaciones entre las propiedades de las galaxias y el medioambiente podrían provenir no solamente del hecho de que pueblan halos de distintas masas e historias de formación. Si existieran efectos físicos que dependieran del medioambiente a gran escala, no estarían tenidos en cuenta.

Actualmente existe un gran número de investigaciones, efectuadas tanto sobre halos de materia oscura como sobre sistemas reales, abocado al estudio de los efectos que el medioambiente provoca en propiedades tales como forma, parámetro de concentración, parámetro de spin, alineamiento, dispersión de velocidades [Faltenbacher et al. (2002)] [Einasto et al. (2003, 2005)] [Ragone et al. (2004)] [Kasun & Evrard (2005)] [Hopkins et al. (2005)] [Altay et al. (2006)] [Wechsler et al. (2006)] [Avila-Reese et al. (2005)] [Basilakos et al. (2006)] [Plionis, Ragone-Figueroa & Basilakos (2006)] [Aragón-Calvo et

al. (2007)] [Hahn et al. (2007)] [Bett et al. (2007)] [Macció et al. (2007)] [Wetzel et al. (2007)] [Ragone-Figueroa & Plionis (2007)] [Espino-Briones et al. (2007)]. Cabe destacar que los resultados no siempre se encuentran en concordancia unos con otros, un hecho que podría atribuirse a diferencias en las herramientas de análisis utilizadas, o bien a la diversidad de criterios tenidos en cuenta para identificar los sistemas o cuantificar el medioambiente. Por ejemplo Einasto et al. (2005) encuentran que los halos de tamaños de grupos o cúmulos de galaxias, que habitan en regiones de alta densidad, tienen excentricidades menores que aquellos que se encuentran en ambientes subdensos, mientras que Kasun & Evrard (2005) no deducen tal dependencia. Similarmente, Avila-Reese et al. (2005) y Hahn et al. (2007) encontraron, esta vez para halos del tamaño de galaxias, una dependencia de la forma de los mismos con el medioambiente, pero sin mencionar evidencias obvias para halos de masas mayores.

Una propiedad interesante para ser estudiada como función del medioambiente es el alineamiento interno entre los ejes principales de los elipsoides de forma y de anisotropía de las velocidades, el cual puede ser considerado como un indicador de relajación en un sistema donde la forma es soportada por las velocidades internas. Tormen (1997), Kasun & Evrard (2005) y Allgood et al. (2006) encontraron fuertes señales de alineamiento forma-velocidad en halos oscuros del tamaño de cúmulos de galaxias, sin embargo no se reportan investigaciones en diferentes medioambientes. Por otra parte, también resulta de interés el estudio del alineamiento externo entre los ejes asociados a la forma o al momento angular con la orientación del filamento en el cual el halo se halla embebido. Bailin & Steinmetz (2005) encontraron una tendencia muy fuerte del eje menor de la forma a yacer perpendicular al filamento, pero una tendencia mucho menos evidente a que el eje mayor se oriente paralelo al mismo. Por su parte Basilakos et al. (2006) también presentan evidencias a favor de una conexión entre la orientación de halos de materia oscura del tamaño de cúmulos de galaxias y el eje mayor del supercúmulo host que los contiene. Con respecto al alineamiento entre la dirección del momento angular y la orientación del filamento, encuentran que para halos del tamaño de grupos y cúmulos de galaxias el momento angular tiende a ser perpendicular al filamento, lo cual sugiere que los halos de estas masas adquieren gran parte de su momento angular de *mergers* en la dirección del filamento, mientras que en halos de tamaños de galaxias las direcciones mencionadas se ubican de manera paralela. Avila-Reese et al. (2005), también para halos de tamaños galácticos, reportan una señal de alineamiento entre el eje menor asociado a la forma y el momento angular, que decrece yendo de regiones sobredensas a

subdensas.

Planteado entonces el panorama de la problemática a tratar en esta sección, el objetivo de la misma es extender la investigación de propiedades de halos de materia oscura identificados en simulaciones numéricas como función del medioambiente. Para alcanzar dicho propósito se propone estudiar la dependencia de las propiedades de los halos como función de la distancia al halo masivo más cercano.

Dado que la dinámica de los flujos de materia oscura, y por lo tanto la agregación de materia en halos oscuros, está regulada por el gradiente del potencial gravitatorio, $\nabla\Phi$, y el tensor gravitacional o *tidal*

$$T_{ij} = \left[\frac{\partial^2}{\partial_i \partial_j} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \nabla^2 \right] \Phi, \quad (5.1)$$

donde δ_{ij} denota la delta de Kronecker, la presencia de un halo masivo, que localmente domina el potencial gravitacional, genera un fuerte campo *tidal* en sus inmediaciones, que puede modelar o influir en las propiedades de sus halos vecinos. A lo largo del tiempo, este campo *tidal* induce distorsiones en el campo de velocidades de las partículas circundantes, provocando un flujo que es extendido a lo largo de la dirección al halo masivo y comprimido en el plano perpendicular a éste, lo cual impacta en la historia de agregación de masa de los halos que rodean al halo masivo.

En particular, el campo *tidal* en estas regiones tiende a formar un flujo que inhibe el crecimiento de los halos, del tamaño de galaxias, por agregación o *mergers*. El estudio del medioambiente de un halo de este tipo con formación temprana, indica que una vez que el filamento en el cual se encuentra se formó, sus halos vecinos muestran un movimiento tipo "Hubble" a lo largo del mismo, que no está presente para los halos más jóvenes. En el marco de referencia del halo en cuestión, esta expansión a lo largo del filamento se observa como una recesión de los halos vecinos inhibiendo la agregación de masa en esa dirección. Remarcablemente, el último *merger* mayor ocurre típicamente en la dirección perpendicular al filamento, lo cual explica que el momento angular sea paralelo al mismo. Así, las distorsiones en el campo gravitacional aceleran el colapso perpendicular al filamento, a la vez que frenan aquel en la dirección del filamento [Porciani et al. (2002a,b)].

Se espera que las fuerzas gravitacionales crezcan significativamente en la vecindad de halos muy masivos, derivando en fuertes correlaciones entre los campos gravitacionales y de densidad, que pueden perturbar las propiedades inclusive de halos de masas del tamaño de grupos de galaxias. Es por ello, que esta sección está dedicada a estudiar el

comportamiento de estas propiedades (forma, dispersión de velocidad y alineamientos internos y externos), como función de sus distancias al halo masivo más cercano, teniendo un especial cuidado en desafectarlas de sus posibles correlaciones con la masa. Además, se dividen muestras de halos de acuerdo a la cantidad de subestructura que éstos poseen, de tal manera de poder inferir si los *mergers* y/o las interacciones gravitacionales juegan un rol significativo a la hora de determinar las propiedades morfológicas y dinámicas de los halos de materia oscura.

5.2 Método de Análisis

Los halos utilizados a lo largo de esta sección son extraídos de SIMA (ver 1.4). Se cuenta con ~ 58000 halos con masas $M > 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, los cuales son divididos en dos submuestras: halos con masas $M > 2 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ son considerados "cúmulos" (1598 halos), mientras que aquellos cuyas masas se encuentran en el rango $1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 2 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$, son considerados "grupos" (56699 halos).

De manera tal de investigar la influencia del medioambiente al modificar o determinar las propiedades de los halos, se calcula para cada "grupo" la distancia a su "cúmulo" vecino más cercano, $r_{cluster}$, y se divide la muestra de "grupos" en tres submuestras de acuerdo a esta distancia:

- (i) $H_{0-7} : r_{cluster} < 7h^{-1} \text{Mpc}$ ($\sim 8\%$ de la muestra total de "grupos").
- (ii) $H_{10-17} : 10h^{-1} \text{Mpc} < r_{cluster} < 17h^{-1} \text{Mpc}$ ($\sim 21\%$ de la muestra total de "grupos").
- (iii) $H_{30-50} : 30h^{-1} \text{Mpc} < r_{cluster} < 50h^{-1} \text{Mpc}$ ($\sim 22\%$ de la muestra total de "grupos").

El panel izquierdo de la Figura 5.1 muestra la fracción de halos en cada una de las submuestras arriba definidas.

Para asegurar que $r_{cluster}$ es capaz de dar cuenta de la densidad del medioambiente, se calcula para los "grupos" a diferentes distancias de los "cúmulos", el contraste de densidad correspondiente

$$\delta(r) = \frac{\rho(r)}{\bar{\rho}} - 1, \quad (5.2)$$

donde $\rho(r)$ es la densidad en una esfera de radio $8h^{-1} \text{Mpc}$ alrededor del centro del halo y $\bar{\rho}$ es la densidad media de materia del universo. Los resultados correspondientes se muestran el panel derecho de la Figura 5.1, de la cual resulta evidente que la distancia de los "grupos" a su "cúmulo" vecino más cercano, está relacionada con la sobredensidad

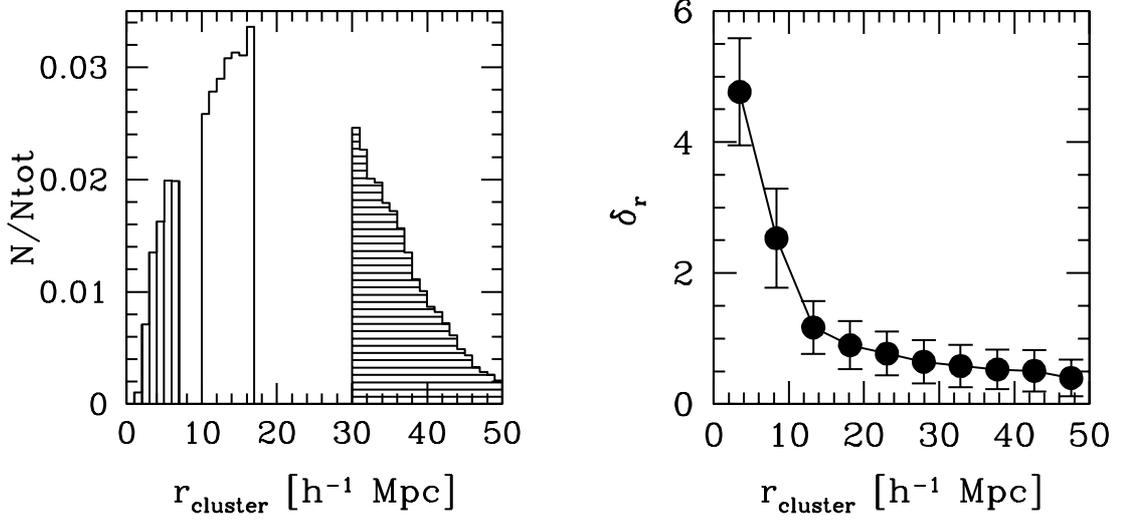


Figura 5.1: *Panel izquierdo: Fracción de halos en la submuestra H_{0-7} (histograma a rayas verticales), H_{10-17} (histograma vacío) y H_{30-50} (histograma a rayas horizontales). Panel derecho: El contraste de densidad medio δ_r calculado en esferas de $8h^{-1}\text{Mpc}$, como función de la distancia r_{cluster} . Las barras de error representan los cuantiles de 33% y 67% de la distribución correspondiente.*

en la cual se encuentra embebido.

Dado el efecto significativo que los *mergers* y las interacciones gravitacionales pueden tener sobre la forma y los alineamientos internos y externos de los halos, y el hecho que la función de masa sobre-representa a los halos masivos en ambientes de alta densidad [Lemson & Kauffmann (1999)], los resultados se presentan como función de tres parámetros, a saber:

- (i) Masa de los halos,
 - (ii) medioambiente, determinado por r_{cluster} , y
 - (iii) estado dinámico de los halos, determinado por el parámetro de subestructura Δ .
- Las submuestras de halos con alta y baja subestructura se seleccionan siguiendo las especificaciones mencionadas al final de 3.2.1.

De esta manera, cualquier dependencia de las propiedades de los halos con el medioambiente puede ser separada de los efectos de la función de masa, y no será por lo tanto atribuída a correlaciones entre la propiedad en cuestión y la masa.

Con respecto al ítem (iii) cabe señalar, antes de comenzar con el análisis principal de

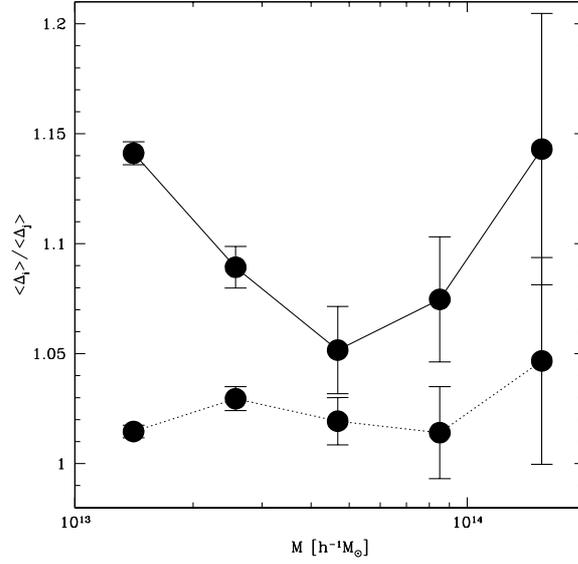


Figura 5.2: Cocientes entre las desviaciones- Δ como función de la masa de los halos y el medioambiente. La línea llena representa la razón $\langle H_{0-7} \rangle / \langle H_{30-50} \rangle$ y la línea de puntos la razón $\langle H_{10-17} \rangle / \langle H_{30-50} \rangle$. Las barras de error están basadas en la propagación de las incertezas individuales de la desviación- Δ .

esta sección, algunas propiedades de las tres submuestras seleccionadas. Las fracciones de halos con signos de subestructura ($\Delta > \langle \Delta_{bin} \rangle$) son: $\sim (45 \pm 5)\%$ para la submuestra H_{0-7} , y $\sim (35 \pm 3)\%$ para halos en las submuestras H_{10-17} y H_{30-50} . Estos porcentajes no dependen fuertemente del régimen de masa considerado. Sin embargo si se toman halos a distancias todavía menores a los "cúmulos" ($r_{cluster} < 4h^{-1}\text{Mpc}$), la fracción de halos de baja masa ($M < 2 \times 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$) con detecciones significativas de Δ crece a $(65 \pm 3)\%$. La Figura 5.2 muestra información complementaria acerca de la dependencia del índice de subestructura con el medioambiente y la masa de los halos. Las líneas llena y de puntos representan los valores de las medias de Δ en la muestra H_{0-7} y H_{10-17} , normalizados al valor de la media en la submuestra más distante H_{30-50} , respectivamente. Como se espera, se observa que cerca de los "cúmulos" masivos (línea llena), los halos poseen valores mayores de Δ (en sus rangos de masa correspondientes), que los halos distantes (línea de puntos). Presumiblemente debido a la más alta tasa de *mergers* y a la mayor intensidad del campo gravitacional que se encuentra en regiones sobredensas. De hecho, en un trabajo reciente Fakhouri & Ma (2008) señalan la existencia de una fuerte correlación entre la tasa de *mergers* y la densidad del medioambiente en el siguiente

sentido: los halos en las regiones sobredensas experimentan tasas de mergers 2 – 2.5 más altas que en las regiones de menor densidad, lo cual se encuentra en acuerdo con nuestras expectativas.

5.3 Correlación Forma-Masa vs. Medioambiente

La relación entre forma y masa de los halos de materia oscura en la cosmología Λ CDM, ha sido determinada en muchos estudios recientes, encontrándose que los halos más masivos son típicamente menos esféricos, como se muestra en la Figura 2.2, lo que es lo mismo que decir que poseen cocientes c/a más bajos [Bullok (2002)] [Jing & Suto (2002)] [Kasun & Evrard (2005)] [Allgood et al. (2006)] [Gottlöber & Turchaninov (2006)] [Paz et al. (2006)] [Bett et al. (2007)] [Macció et al. (2007)]. Esta tendencia puede ser explicada considerando que en el escenario jerárquico los halos de masas menores se forman, en media, con anterioridad a los sistemas masivos, lo cual les da más tiempo para evolucionar, virializar y tomar formas más esféricas.

A continuación se investiga si la tendencia forma-masa varía como función del medioambiente. Tal dependencia ha sido reportada por Avila-Reese et al. (2005) entre halos de tamaños galácticos seleccionados en cúmulos y "voids", y por Hahn et al. (2007) entre halos de baja masa ($M \lesssim 1 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$) situados dentro de cúmulos y filamentos, encontrándose que los halos en medioambientes densos son en media más esféricos que en bajas densidades. En esta tesis se pretende extender al régimen de masas altas ($M \gtrsim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$) estos resultados.

La Figura 5.3 presenta las tendencias obtenidas para las tres submuestras seleccionadas según $r_{cluster}$ (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50}), donde las barras de error fueron calculadas utilizando la técnica de realizaciones *bootstrap*. En todos los casos la tendencia que se observa se encuentra en buen acuerdo con la bien conocida relación forma-masa, con $\langle c/a \rangle$ aumentando con masas decrecientes. Adicionalmente, se observa un desplazamiento hacia cocientes axiales más esféricos a medida que se consideran halos más cercanos a los "cúmulos" masivos.

Esto último podría ser explicado si los halos en medioambientes sobredensos se formaran típicamente en tiempos más tempranos con respecto a aquellos de igual masa situados en medioambientes subdensos, implicando que los primeros poseerían más tiempo para evolucionar y, al relajarse dinámicamente, adquirir morfologías más esféricas [Avila-Reese et al. (2005)]. Lo cual además se encontraría en acuerdo con la mayor

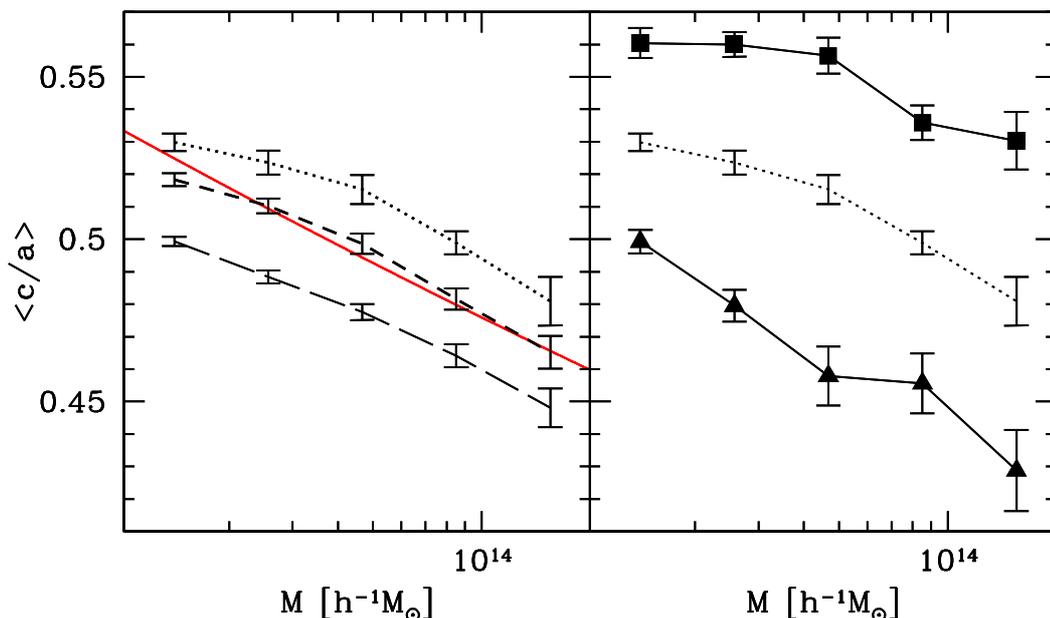


Figura 5.3: *Panel izquierdo: Razones axiales medias c/a como función de la masa de los halos y del medioambiente. Las líneas de puntos, a rayas y a rayas largas corresponden a las submuestras de halos a diferentes distancias cúmulo-grupo (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50} , respectivamente). Las desviaciones estándar de las distribuciones de cocientes axiales para las distintas submuestras y los distintos rangos de masa se encuentran entre 0.11 y 0.12. Las barras de error fueron calculadas usando la técnica de remuestreo bootstrap. La línea sólida denota el ajuste de Allgood et al. (2005). Panel derecho: Cociente axial medio como función de la masa sólo para la muestra H_{0-7} (línea de puntos). Los cuadrados y los triángulos corresponden a los halos en la mencionada muestra con valores de desviación- Δ más bajos y más altos que $\langle \Delta_{bin} \rangle$, respectivamente.*

elongación encontrada para halos a *redshifts* altos, con respecto a halos de igual masa a *redshift* cero [Allgood et al. (2006)].

Sin embargo, los estudios encontrados en la literatura apuntarían a que la mencionada correlación entre z_{form} y medioambiente, sería verdadera sólo para halos de masas $M \lesssim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ [Sheth & Tormen (2004)] [Gao et al. (2005)] [Gao & White (2007)] [Harker et al. (2006)], mientras que el debate del comportamiento de los halos más masivos se encuentra aún en vigencia. Con respecto a esto último, existen dos líneas de pensamiento: por un lado se detecta una tendencia opuesta a la mostrada por los halos

de masas bajas, según la cual, a igual masa, los halos se formarían con anterioridad en regiones subdensas [Wechsler et al. (2006)] [Wetzel et al. (2007)], y por otro lado existen trabajos en los cuales no se encuentra dependencia del tiempo de formación de los halos con el medioambiente [Gao et al. (2005)] [Gao & White (2007)] [Harker et al. (2006)] [Li, Mo & Gao (2008)]. Sobre este tema se volverá en la sección 6.9.

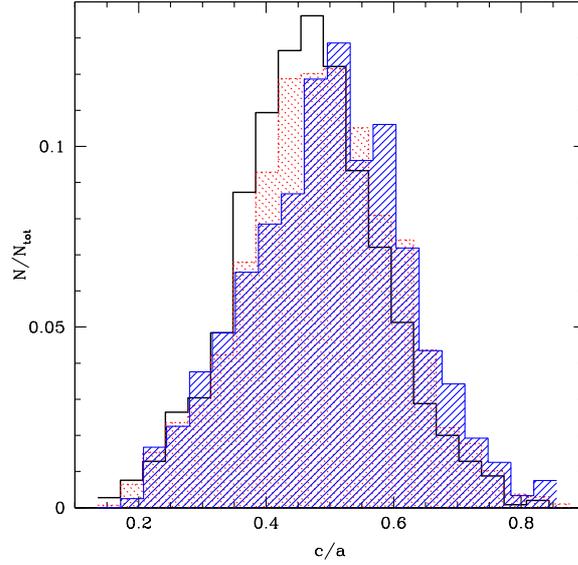


Figura 5.4: *Distribuciones del cociente axial c/a para halos en el rango de masas $3.8 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 1 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$. Los histogramas rayado, a puntos y vacío corresponden a las muestras H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50} , cuyas medias son 0.50, 0.48 y 0.47, respectivamente. La dispersión 1σ es en cada caso ~ 0.1 .*

Volviendo al tema en estudio, la Figura 5.4 muestra una representación complementaria del mismo resultado, donde se presentan las distribuciones de frecuencias del cociente axial c/a para halos bien resueltos, con más de 500 partículas (rango de masas $3.8 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 1 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$). Las medias de las mencionadas distribuciones son: 0.50, 0.48 y 0.47, para las muestras H_{0-7} (histograma rayado), H_{10-17} (histograma a puntos) y H_{30-50} (histograma vacío), respectivamente. Mediante la aplicación del test de Kolmogorov-Smirnov se obtiene que las distribuciones son distintas una de otra, con un alto nivel de significancia.

Se considera ahora la muestra de halos cercanos H_{0-7} y se calcula nuevamente la relación forma-masa pero separando halos con alta y baja desviación- Δ . Los resultados se muestran en el panel derecho de la Figura 5.3, donde los símbolos cuadrados correspon-

den a la submuestra de halos sin subestructura $\Delta < \langle \Delta_{bin} \rangle$ (como definido en 3.2.1) y los triángulos a la conformada por halos con fuertes signos de subestructura $\Delta > \langle \Delta_{bin} \rangle$. Básicamente, la relación forma-masa se conserva para ambas submuestras, mostrando formas más esféricas para halos menos masivos, pero: (i) es más plana cuando se la obtiene de la submuestra de halos más virializados o con baja subestructura, y (ii) se desplaza hacia valores más bajos de $\langle c/a \rangle$ para los halos en la muestra de alta desviación- Δ . Este resultado es, de hecho, esperado si se considera que los sistemas con un proceso de virialización más avanzado debieran poseer formas más esféricas. Es probable que aquellos sistemas con alto grado de subestructura, los cuales son dinámicamente jóvenes, hayan interrumpido su proceso de virialización debido a algún evento de merger reciente y por lo tanto posean formas más elongadas que los sistemas sin señales significativas de subestructura. Este comportamiento es sostenido en todo el rango de masas considerado, como así también en las submuestras H_{10-17} y H_{30-50} .

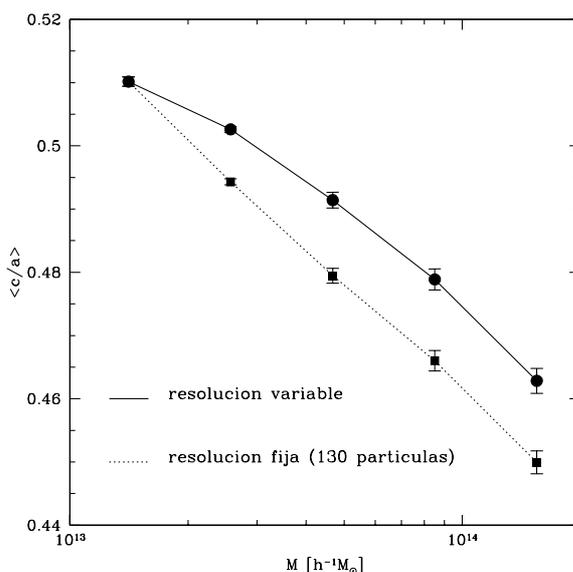


Figura 5.5: Para la muestra total de halos, los círculos unidos por línea llena muestran la función forma-masa cuando la forma es calculada usando todas las partículas de cada halo. Los cuadrados unidos por línea de puntos muestran la mencionada relación, pero con las formas calculadas como la media de 100 realizaciones donde cada vez se seleccionan aleatoriamente sólo 130 partículas por halo.

Con el objeto de descartar la posibilidad de que la relación $\langle c/a \rangle$ -masa esté impuesta

por efectos de discretitud en la resolución de los halos de materia oscura, se recomputan las formas de los halos pero usando la media obtenida de 100 realizaciones, donde en cada realización se seleccionan de manera aleatoria 130 partículas por halo. Este procedimiento imita la resolución de los halos menos masivos usados en este estudio ($M = 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$). La relación forma-masa es recuperada, verificando que la variable resolución no juega un rol importante en determinarla, mientras que el corrimiento hacia valores de formas menos esféricos es de esperar, puesto que el número de partículas usado para obtener los ejes de formas es menor que el total (e.g. Paz et al 2006). Finalmente, la aparente curvatura presente en el extremo de masas bajas de la relación, desaparece cuando se utiliza resolución fija, y por lo tanto podría ser atribuída a la inevitable resolución variable que existe en muestras de halos extraídas de simulaciones numéricas cosmológicas.

5.4 Correlación Dispersión de Velocidades-Masa vs. Medioambiente

En la Figura 5.6 se presenta la correlación dispersión de velocidades-masa, la cual es esperada según el Teorema del Virial. Con el propósito de estudiar la influencia del medioambiente en la mencionada relación, y por lo tanto en la confiabilidad del Teorema del Virial para estimar masas, en el panel izquierdo de la figura se presentan los resultados obtenidos a partir de las tres submuestras de halos H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50} , más una adicional conformada por "grupos" a distancias $r_{cluster} < 4h^{-1}\text{Mpc}$ de su vecino masivo más cercano (línea de puntos-rayas).

Como se espera por la relación virial, en todas las submuestras se cumple que los halos con masas mayores poseen dispersiones de velocidades más altas. Entre los halos menos masivos, existe un corrimiento hacia valores más altos de dispersiones de velocidades en los halos de las submuestras más cercanas a los "cúmulos" con respecto a aquellos que se encuentran más alejados. Sin embargo, el efecto desaparece para distancias $r_{cluster} \gtrsim 10h^{-1}\text{Mpc}$.

La relación entre el estado dinámico de los halos y la correlación σ_v -masa es investigada con la muestra de halos cercanos H_{0-7} , como en la subsección precedente. La misma se subdivide en halos con alto y bajo grado de subestructura ($\Delta > \langle \Delta_{bin} \rangle$, $\Delta < \langle \Delta_{bin} \rangle$), los cuales son representados con triángulos y cuadrados en el panel dere-

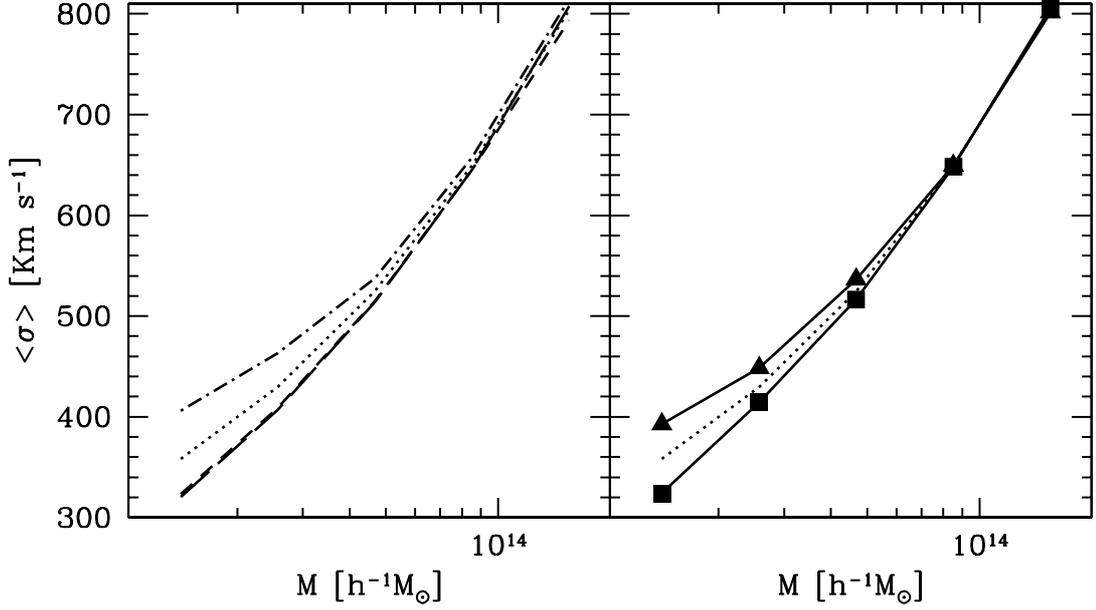


Figura 5.6: *Dispersión de velocidades media como función de la masa de los halos y del medioambiente. Panel izquierdo: Resultados para las tres submuestras usuales a diferentes distancias grupo-cúmulo (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50}), con los tipos de líneas ya definidos en la Figura 5.3. La línea a puntos y rayas corresponde a halos con $r_{cluster} < 4h^{-1}\text{Mpc}$ (los resultados para H_{10-17} y H_{30-50} son idénticos). Los errores, calculados con la técnica bootstrap, son pequeños, típicamente de $10 - 20\text{kms}^{-1}$. Panel derecho: Resultados para la submuestra H_{0-7} , los cuadrados corresponden a halos con $\Delta < \langle \Delta_{bin} \rangle$ y los triángulos a halos con $\Delta > \langle \Delta_{bin} \rangle$.*

cho de la Figura 5.6, respectivamente. Los resultados indican que para halos de masas bajas ($M \lesssim 5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$), la relación dispersión de velocidades-masa, ciertamente depende de la cantidad de subestructura presente en los mismos. Aún más, se encuentra que los halos con bajo índice de subestructura Δ se comportan de una manera similar a los halos en las submuestras H_{10-17} y H_{30-50} (representadas en el panel izquierdo de la Figura 5.6), que no muestran dependencia de la dispersión de velocidades media con la cantidad de subestructura. En este caso, puede pensarse que los halos de las muestras más lejanas poseen la relación σ -masa independiente del medioambiente y la cantidad de subestructura.

Estos resultados, concernientes a la dependencia de la forma y la dispersión de velocidades de los halos con su estado dinámico, contribuyen al entendimiento de la formación

y evolución de los mismos. Si los halos en ambientes sobredensos se forman en tiempos más tempranos, como existe cierta expectación, se esperaría que estuviesen relativamente más virializados con respecto a halos de masas similares en medioambientes de baja densidad. Esta hipótesis es avalada por el hecho de que, independientemente de la masa, los halos son típicamente más esféricos en medioambientes densos. Sin embargo se ha encontrado una fracción relativamente alta de halos dinámicamente jóvenes y activos cerca de "cúmulos" masivos ($> 45\%$). Estos halos tienen en general dispersiones de velocidades altas (más evidente en el régimen de masas bajas) y cocientes c/a más bajos cuando se los compara con halos de masas similares pero sin signos de subestructura, o lo que es lo mismo, halos más virializados. Probablemente, el alto nivel de subestructura se deba a que estos sistemas continúan creciendo, vía *mergers*, en el medioambiente anisotrópico conformado en la vecindad de halos masivos (ej. West 1994, Maulbetsch et al. 2007), aunque sus estados dinámicos además podrían estar afectados por el fuerte campo gravitacional impuesto por el medioambiente local de alta densidad, mientras que ambos casos implican menor esfericidad como se observa. La situación con σ_v es más intrincada puesto que se esperaría que los halos más virializados posean dispersiones de velocidades más altas (como se vió en la sección 4). No obstante, la alta tasa de *mergers* en las inmediaciones de los cúmulos puede ser la responsable de dicho incremento. Un evento de *merger* como posible causa del incremento en la dispersión de velocidades, se halla en acuerdo con Faltenbacher et al. (2007).

Por su parte, los halos masivos con alta desviación- Δ en la vecindad de "cúmulos" masivos son también de menor esfericidad que sus contrapartes con baja Δ , pero en sus dispersiones de velocidades no se destaca ninguna desviación significativa de aquellas mostradas por los halos masivos más virializados. Esto podría ser explicado si los eventos de *mergers* fueran debido a halos de masas relativamente más bajas que, si bien alteran las formas de los halos, no resienten notablemente la estructura dinámica del halo de masa alta, dominado por su propio potencial gravitacional. Podría también deberse a un reacomodamiento más rápido del campo de velocidades con respecto al de densidades.

Para reforzar lo dicho en el párrafo anterior, la Figura 5.7 muestra, para "grupos" masivos extraídos de la SIMMN ($M > 8 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$), donde el tiempo de último *merger* mayor y el cociente de masas involucrados en tal evento, M_{rat} , son conocidos, las frecuencias de M_{rat} para submuestras de halos definidas según $r_{cluster}$. Las líneas de puntos, a rayas y a rayas largas corresponden a muestras equivalentes a las H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50} , respectivamente. Puede verse que los *mergers* protagonizados por los "grupos"

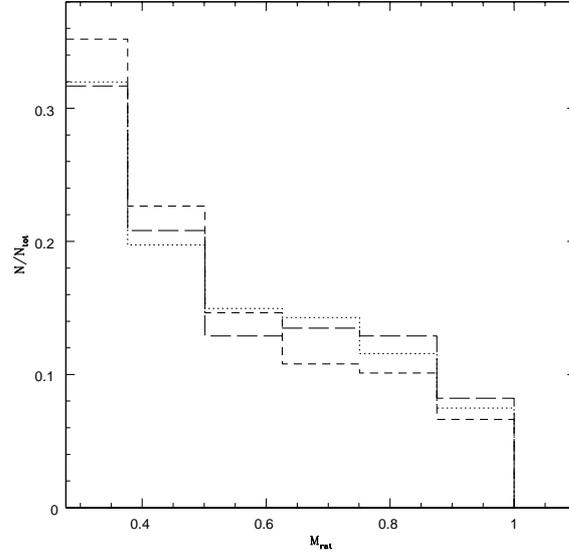


Figura 5.7: Frecuencias de cocientes de masas involucradas en los últimos mergers mayores experimentados por halos extraídos de la SIMMN. Las líneas de puntos, a rayas y a rayas largas corresponden a submuestras de halos seleccionados según su distancia al "cúmulo" masivo más cercano, equivalentes a las H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50} , respectivamente.

de las tres submuestras, las cuales representan a "grupos" masivos a diferentes distancias $r_{cluster}$ de los "cúmulos", se llevan a cabo con mayor frecuencia con la participación de halos menos masivos. Cabe mencionar que los mergers entre halos cuyas masas poseen un cociente menor que 1/4, y que aumentarían aún más la frecuencia de mergers entre sistemas masivos y de baja masa, no son considerados en esta figura.

5.5 Alineamientos Internos vs. Medioambiente

Se ha mencionado en la introducción de la sección 5 que existe una señal significativa de alineamiento entre los ejes principales de los tensores de forma y de anisotropía de las velocidades, indicando que la mayoría de los halos poseen sus formas soportadas por el campo de velocidades de sus partículas.

En lo siguiente se investiga si existe alguna dependencia con el medioambiente en el mencionado efecto de alineamiento. Con este fin se computa la media del valor absoluto del coseno de los ángulos subtendidos por los ejes mayores de los tensores en cuestión,

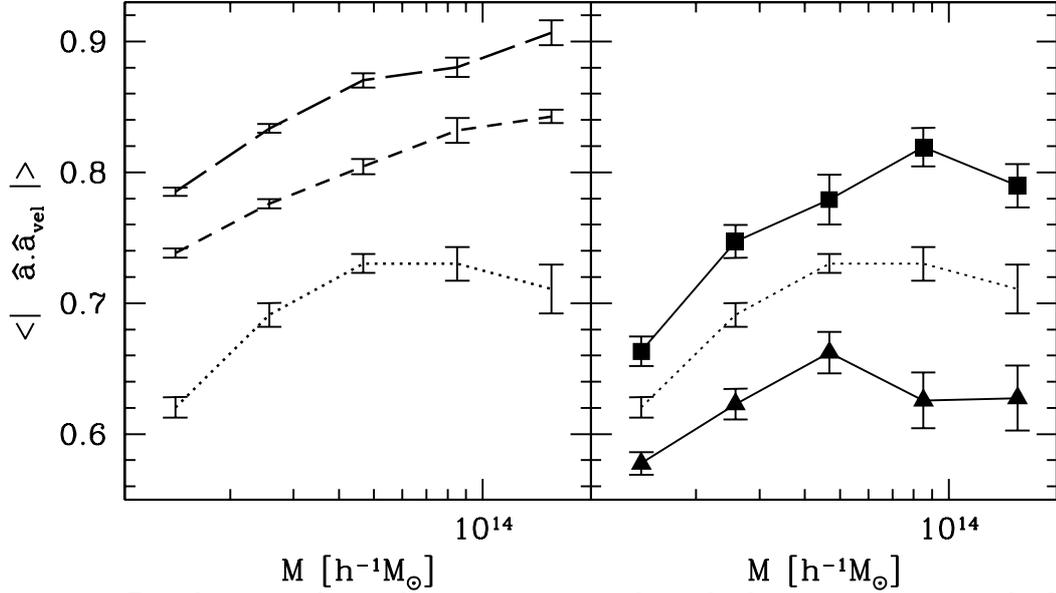


Figura 5.8: *Panel izquierdo: Alineamientos medios de los ejes mayores de los elipsoides de forma y de velocidades $\langle \hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_{vel} \rangle$, como función de la masa de los halos para las tres submuestras usuales a diferentes distancias grupo-cúmulo (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50}), con los tipos de líneas ya definidos en la Figura 5.3. Los errores fueron calculados haciendo uso de la técnica bootstrap. Panel derecho: Resultados para la submuestra H_{0-7} , los cuadrados corresponden a halos con $\Delta < \langle \Delta_{bin} \rangle$ y los triángulos a halos con $\Delta > \langle \Delta_{bin} \rangle$.*

$\langle \hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_{vel} \rangle$, como función de la masa, para las tres muestras de halos (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50}).

En el panel izquierdo de la Figura 5.8 se muestra la correlación $\langle \hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_{vel} \rangle$ -masa para las submuestras H_{0-7} (línea de puntos), H_{10-17} (línea a rayas) y H_{30-50} (línea a rayas largas). En cada caso existe una buena señal de alineamiento entre los ejes principales de los elipsoides de forma y velocidad, que mejora a medida que se consideran halos cada vez más apartados de los centros masivos. A su vez, dentro de cada submuestra, el alineamiento es más fuerte para los halos más masivos. Se ha verificado además que esto último no es debido a que los halos más masivos se encuentran resueltos por un mayor número de partículas.

Probablemente la mejor correlación entre velocidades y formas, que muestran los halos a grandes distancias de los "cúmulos" masivos, se deba a que se encuentran menos perturbados gravitacionalmente, ya sea por el mismo "cúmulo" o por la sobre-abundancia local de halos menos masivos encontrada en la vecindad inmediata de tales sistemas. En

el régimen de masas altas el alineamiento mejora, tal vez, porque las interacciones y los *mergers* que estos sistemas sufren con halos de masas más bajas perturban mínimamente el espacio de las fases. Sin embargo, cerca de los "cúmulos" masivos (submuestra H_{0-7}), las interacciones gravitacionales afectan significativamente el espacio de las fases de los halos, razón por la cual se observa un decremento generalizado del valor de $\langle \hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_{vel} \rangle$ para todas las masas.

Esta interpretación podría ser avalada si aquellos halos con alto nivel de subestructura mostraran orientaciones con aún menos alineamiento. De hecho, como se muestra en el panel derecho de la Figura 5.8, éste parece ser el caso. Para la submuestra H_{0-7} se presenta la relación $\langle \hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_{vel} \rangle$ -masa, considerando por separado halos con alto (triángulos) y bajo (cuadrados) nivel de subestructura Δ . Los primeros muestran alineamientos más débiles, como se esperaba, sugiriendo que las interacciones fuertes y los *mergers* introducen alteraciones en el espacio de las fases de estos sistemas.

La segregación entre halos con y sin subestructura, vista en el panel derecho de la figura 5.8, también está presente en las submuestras de halos más distantes (H_{10-17} y H_{30-50}). La misma interpretación que la dada anteriormente para la diferencia entre halos de igual masa pero con y sin subestructura, se aplica para estas submuestras.

Otro efecto de alineamiento interno que se considera es el existente entre las direcciones del vector momento angular y el eje menor de la distribución de masa, $|\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}|$. Se ha encontrado que el momento angular yace por lo general alineado con el eje menor (ej. Dubinski 1992, Bailin & Steimetz 2005, Bett et al. 2007). En cuanto a la dependencia con el medioambiente, Avila-Reese et al. (2005) reportaron, para halos de materia oscura del tamaño de galaxias, tendencias de mayor alineamiento en regiones de baja densidad.

Los resultados concernientes al alineamiento interno entre el momento angular y la forma de los halos, que se obtuvieron en este trabajo, se encuentran plasmados en la Figura 5.9. Para las tres submuestras de halos presentadas, existen evidencias de alineamiento, cuantificado por $\langle |\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}| \rangle$. No es posible establecer, sin embargo, si existen diferencias entre los resultados encontrados para las distintas submuestras a diferentes densidades, dado el ruido que presentan los mismos. Debería recordarse que, debido a efectos de resolución, la incerteza intrínseca de esta medida de alineamiento es más bien grande para halos de baja masa (ver 2.5). No obstante, puede distinguirse una tendencia sistemática, aunque débil, de los halos en la submuestra H_{0-7} a poseer un mejor alineamiento interno $\langle |\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}| \rangle$, lo cual se opone a lo encontrado por Avila-Reese et al. para halos galácticos.

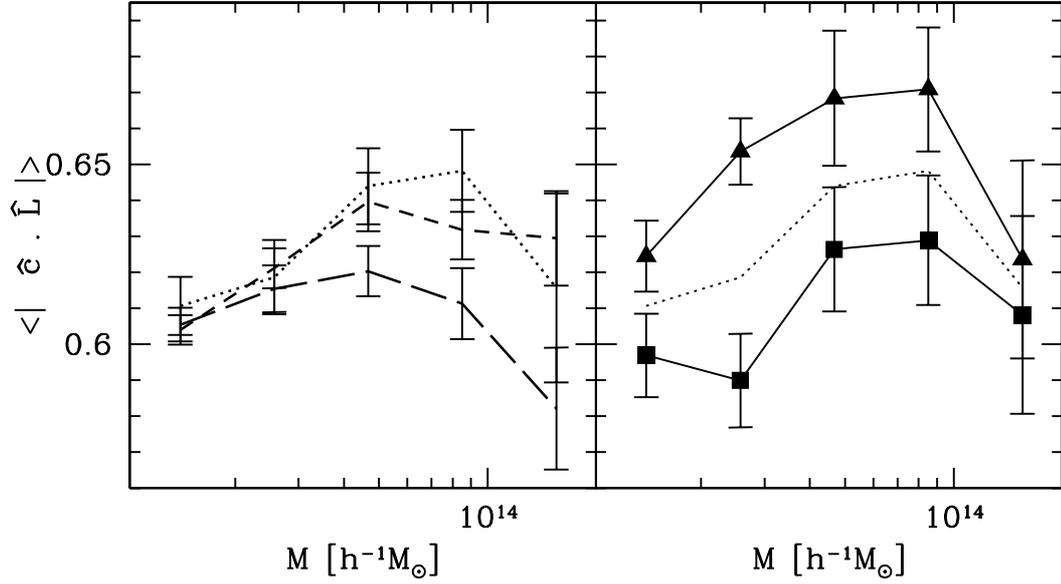


Figura 5.9: *Panel izquierdo: Alineamientos medios del eje menor del elipsoide de forma con el momento angular $\langle \hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}} \rangle$, como función de la masa de los halos para las tres submuestras usuales a diferentes distancias grupo-cúmulo (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50}), con los tipos de líneas ya definidos en la Figura 5.3. Los errores fueron calculados haciendo uso de la técnica bootstrap. Panel derecho: Resultados para la submuestra H_{0-7} , los cuadrados corresponden a halos con $\Delta < \langle \Delta_{bin} \rangle$ y los triángulos a halos con $\Delta > \langle \Delta_{bin} \rangle$.*

Extendiendo el análisis y discriminando halos en la submuestra más cercana a los "cúmulos" masivos por cantidad de subestructura, el panel derecho de la Figura 5.9 muestra que los halos con altos índices- Δ (triángulos) poseen \mathbf{c} y \mathbf{L} mejor alineados que aquellos más virializados (cuadrados), un hecho que además es verdadero para las demás submuestras de halos (H_{10-17} y H_{30-50}). Este comportamiento podría parcialmente atribuirse a la mayor elongación, con respecto a halos relajados, que poseen los halos con subestructura, lo cual resulta en que sus ejes menores de forma y sus momentos angulares estén mejor definidos. Por otro lado, este resultado también implicaría que los *mergers* afectan con significancia al momento angular de los halos (ej. Vivitska et al. 2002), los cuales obtienen parte de sus momentos angulares a partir *mergers* que ocurren preferencialmente a lo largo del plano definido por los ejes medios y mayores.

5.6 Alineamientos Externos vs. Medioambiente

Puesto que se ha demostrado que la orientación del eje mayor de un halo está fuertemente correlacionada con la dirección desde la cual su último *merger* mayor ocurrió (van Haarlem & van de Weygaert 1993), podría esperarse encontrar signos de correlación entre la orientación del eje mayor de un halo y la dirección definida por la distancia "grupo"- "cúmulo", la cual, a su vez, debería indicar la orientación del filamento. Se ha encontrado que tales efectos de alineamientos entre halos masivos, son particularmente fuertes y se extienden hasta más de $100h^{-1}\text{Mpc}$ (e.g. Faltenbacher et al 2002, Hopkins et al. 2005, Kasun & Evrard 2005).

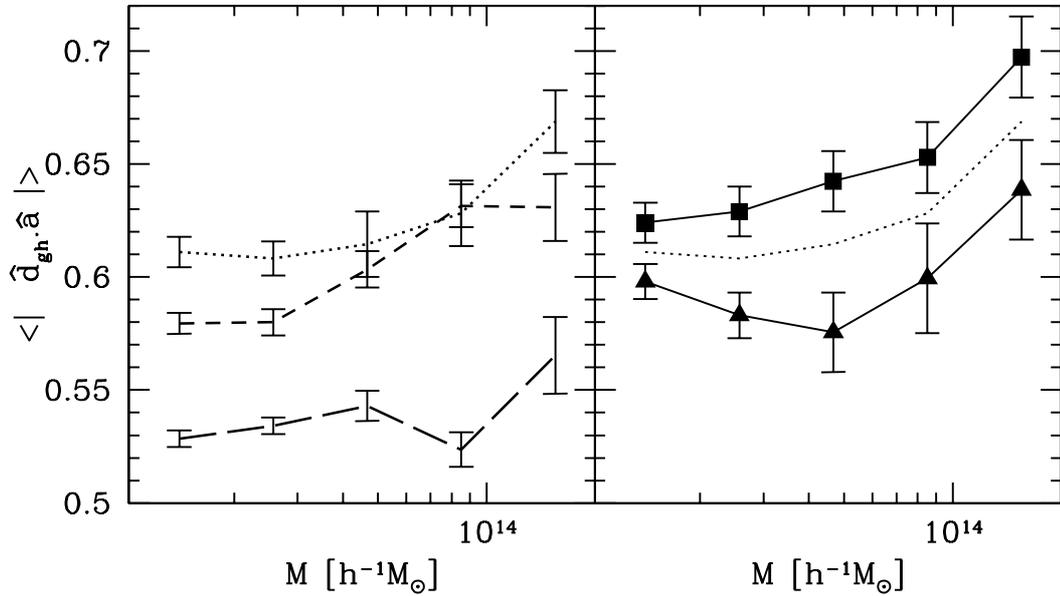


Figura 5.10: *Panel izquierdo: Correlación entre la dirección grupo-cúmulo y la orientación del eje mayor de forma $\langle |\hat{\mathbf{d}}_{gh} \cdot \hat{\mathbf{a}}| \rangle$, como función de la masa de los halos para las tres submuestras usuales a diferentes distancias grupo-cúmulo (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50}), con los tipos de líneas ya definidos en la Figura 5.3. Los errores fueron calculados haciendo uso de la técnica bootstrap. Panel derecho: Resultados para la submuestra H_{0-7} , los cuadrados corresponden a halos con $\Delta < \langle \Delta_{bin} \rangle$ y los triángulos a halos con $\Delta > \langle \Delta_{bin} \rangle$.*

En este trabajo, se desea además calcular el alineamiento entre la dirección que une a cada halo con su "cúmulo" vecino más cercano, $\hat{\mathbf{d}}_{gh}$, y la orientación de su eje mayor o menor ($\langle |\hat{\mathbf{d}}_{gh} \cdot \mathbf{a}| \rangle$ y $\langle |\hat{\mathbf{d}}_{gh} \cdot \mathbf{c}| \rangle$, respectivamente), para las tres submuestras de "grupos" (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50}). El panel izquierdo de la Figura 5.10 muestra el alineamiento

con el eje mayor, mientras que el panel izquierdo de la Figura 5.11 ilustra el caso del eje menor. En el primer caso, como se espera, existe una fuerte señal de alineamiento, la cual se acentúa a medida que se consideran las submuestras más cercanas a los "cúmulos" y aún más en el régimen de masas altas. Al igual que en Bailin & Steinmetz (2005), se observa que los ejes menores de los halos se encuentran por lo general anti-alineados (perpendiculares) con la dirección del filamento, nuevamente dicho comportamiento se acentúa para "grupos" cercanos a "cúmulos" y para "grupos" masivos. Al dividir la submuestra H_{0-7} en halos con y sin subestructura (paneles derechos de las Figuras 5.10 y 5.11), se destacan los siguientes resultados:

(i) Los halos relativamente más virializados, sin signos significativos de subestructura, muestran una fuerte tendencia a alinear sus ejes mayores (anti-alineamiento para los ejes menores) con la dirección al "cúmulo" masivo más cercano, indicando que o bien conservan memoria de la distribución anisotrópica inicial desde donde agregaron materia

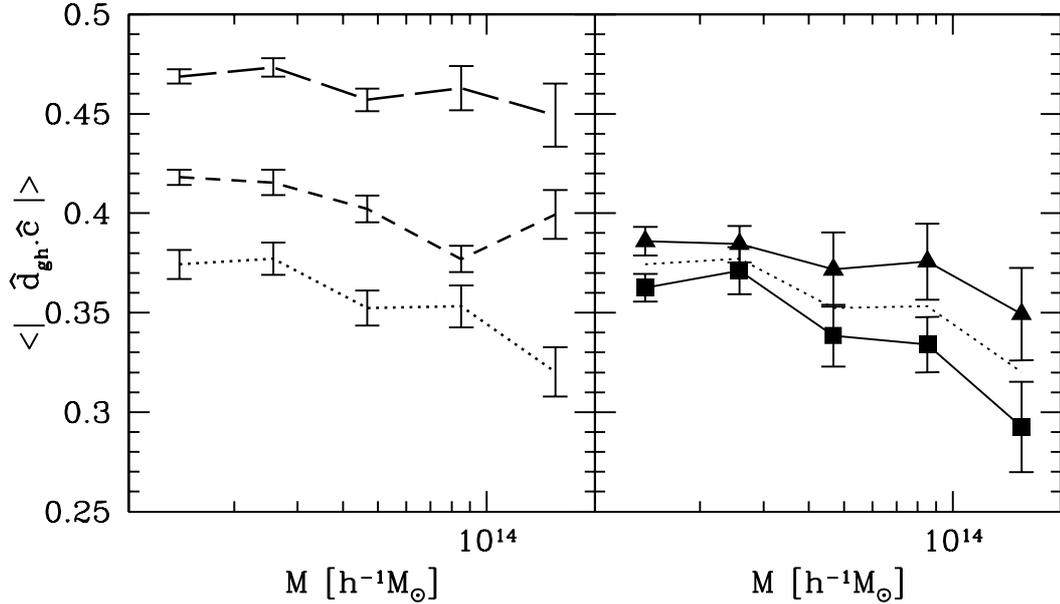


Figura 5.11: Panel izquierdo: Correlación entre la dirección grupo-cúmulo y la orientación del eje menor de forma $\langle \hat{\mathbf{d}}_{\text{gh}} \cdot \hat{\mathbf{c}} \rangle$, como función de la masa de los halos para las tres submuestras usuales a diferentes distancias grupo-cúmulo (H_{0-7} , H_{10-17} y H_{30-50}), con los tipos de líneas ya definidos en la Figura 5.3. Los errores fueron calculados haciendo uso de la técnica bootstrap. Panel derecho: Resultados para la submuestra H_{0-7} , los cuadrados corresponden a halos con $\Delta < \langle \Delta_{\text{bin}} \rangle$ y los triángulos a halos con $\Delta > \langle \Delta_{\text{bin}} \rangle$.

(ej. van Haarlem & van de Weigaert 1993), o bien a medida que se relajan orientan su eje mayor según el campo *tidal*, gobernado a esas distancias por el cúmulo masivo cercano. (ii) Los halos con altos niveles de subestructura muestran un comportamiento similar, aunque relativamente menor, que parece estar en desacuerdo con lo que se esperaría dado el escenario según el cual los *mergers* ocurren mayoritariamente a lo largo de los filamentos. Sin embargo, el *merger* podría provenir desde el plano determinado por $\hat{\mathbf{a}}$ y $\hat{\mathbf{b}}$ y no necesariamente desde la dirección definida por el filamento. Una vez que el evento de *merger* ha sucedido, los efectos gravitacionales no lineales toman lugar y hasta que la estructura fusionada se relaja, bien puede parecer menos alineada con la orientación del filamento. En especial, los halos de baja masa, al interaccionar con otros halos vecinos en el medioambiente de alta densidad circundante, podrían ser relativamente más afectados por los efectos gravitacionales locales, los cuales podrían no reflejar necesariamente la distribución anisotrópica a gran escala de materia en el filamento.

Una interesante complicación en la interpretación arriba ensayada, es el mejor alineamiento encontrado en halos con elevado índice- Δ , entre las direcciones de los vectores que definen el eje menor del elipsoide de forma y el momento angular (referirse a 5.5). Si los "mergers direccionales" son los responsables de tal alineamiento, siendo éstos más frecuentes en la dirección del filamento, entonces se debería haber esperado que sus ejes mayores se encuentren más alineados con la dirección "grupo"- "cúmulo" que para halos virializados (baja Δ). Sin embargo, lo que el alineamiento $\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}$ implica en realidad, en el escenario descrito, es que la dirección de los *mergers* se encuentra contenida en el plano definido por los ejes medio y mayor, y no a lo largo del eje mayor, lo cual no se encuentra en contradicción con lo mencionado más arriba.

6 El *Assembly Bias*

6.1 Introducción

En la sección anterior se había mencionado que en el trabajo paradigmático de Lemson & Kauffmann no se había encontrado correlación entre el tiempo de formación de un halo, entendido como el tiempo en el que se ensambla la mitad de su masa final, y el medioambiente. Este resultado presentó en su momento la evidencia necesaria para la justificación de la hipótesis adoptada por los "Modelos de Conjuntos de Excursión" para el *clustering* jerárquico, que habían comenzado a desarrollarse años antes.

Un "Modelo de Conjuntos de Excursión", también conocido como "Teoría Extendida de Press-Schechter", es un formalismo aproximado que describe satisfactoriamente el proceso mediante el cual un halo de materia oscura se ensambla. El mencionado formalismo combina la estadística de un campo de fluctuaciones inicialmente gaussiano con la teoría de inestabilidad gravitacional de crecimiento lineal y con el modelo de colapso esférico no lineal [Bond et al. (1991)] [Lacey & Cole (1993)]. En la versión más simple de este modelo, la historia de formación de un halo está completamente descrita por su masa, siendo por lo tanto independiente del medioambiente [Baarden et al. (1986)] [Efstathiou et al. (1998)] [Mo & White (1996)]. Se asume que la formación de un halo es un proceso de Markov sin correlaciones entre las distintas escalas espaciales, lo cual implica que las agregaciones de masa futuras del halo serán independientes de la historia pasada, y que la historia de un halo será independiente del medioambiente.

Estas asunciones yacen en la base del esquema "*Halo Model*" que utiliza las herramientas estadísticas desarrolladas por los Conjuntos de Excursión. El *Halo Model* es un lenguaje que permite el cálculo de las propiedades estadísticas del *clustering* de objetos, mediante su asociación con halos de materia oscura cuyas abundancias y propiedades de *clustering* son bien conocidas. Las propiedades del *clustering* de una población dada de galaxias puede ser calculada luego de especificar las correspondientes propiedades de *clustering* de los halos, las distribuciones de probabilidades del número

de galaxias en un halo huésped como función de su masa y la distribución espacial de estas galaxias dentro del halo huésped. ("Modelos de Ocupación de Halos", HOD por sus siglas en inglés: *Halo Occupation Distribution*) [Seljak (2000)] [Peacock & Smith (2000)] [Scoccimarro et al.(2001)] [Berlind & Weinberg (2002)] [Cooray & Sheth (2002)]. Cabe destacar que en términos de los resultados de los "Modelos de Halos", la hipótesis motivada por los modelos más simples de Conjuntos de Excursión se traduciría en la asunción de que tanto la manera en la que las galaxias ocupan los halos, como la forma en la que los halos se agrupan en grandes escalas, dependen únicamente de las masas de los halos.

Sin embargo, las primeras manifestaciones de correlación entre las historias de formación de los halos de materia oscura y el medioambiente (encontradas por Sheth & Tormen), fueron luego corroboradas en diferentes trabajos [Gao et al. (2005)] [Gao & White (2007)] [Harker et al. (2006)]. Haciendo uso de simulaciones numéricas de gran escala encontraron en cada caso una señal mucho más fuerte en la misma dirección que la ya apuntada por Sheth & Tormen: los halos formados en épocas más tempranas se agrupan más fuertemente que aquellos de igual masa formados en tiempos tardíos. Este efecto, conocido como *Assembly Bias*, fue detectado como significativo para halos de masas $\lesssim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, mientras que desaparecía para halos de masas mayores. Wechsler et al. (2006) e independientemente Wetzel et al. (2007), realizaron un análisis más extensivo sobre el tema y, además de confirmar los resultados existentes para masas bajas, encontraron que la tendencia se revierte para los halos más masivos. Aquellos tardíamente ensamblados muestran una mayor señal de clustering que sus contrapartes de igual masa pero con altos *redshifts* de formación. En un trabajo más reciente, Li, Mo & Gao (2008) no encuentran este comportamiento para halos masivos, sino sólo una atenuación de la misma señal que la correspondiente a halos de baja masa. Adicionalmente, destacan que el tiempo de último merger mayor no funciona como parámetro de *Assembly Bias*, lo cual se encuentra en contraposición con lo manifestado en Wetzel et al. (2007), en donde se señala que los halos que protagonizaron recientemente un *merger* mayor tienen una correlación levemente mayor con respecto a una muestra seleccionada aleatoriamente con la misma distribución de masas. Wechsler et al. mostraron también que todos estos efectos persisten cuando se usa el parámetro de concentración de los halos en vez de sus edades, lo cual no es sorprendente si se tiene en cuenta que la concentración correlaciona con el tiempo de formación de los halos [Wechsler et al. (2002)].

Por otra parte, como se ha mencionado precedentemente, la distribución de probabilidades del número de galaxias satélites por halo como función de la masa del mismo,

es un ingrediente primario en los cálculos del *halo model* del *clustering* de galaxias. Con respecto al número de halos satélites, existe un número importante de estudios que ha demostrado que la cantidad de subhalos dentro de un halo huésped de una dada masa es función del tiempo de formación del halo [Gao et al. (2004)] [Zentner et al. (2005)] [van den Bosch et al. (2005)] [Taylor & Babul (2005)] y de su parámetro de concentración [Zentner et al. (2005)] [Wechsler et al. (2006)]. A una dada masa, los halos con tiempos de formación más tempranos y concentraciones más altas poseen típicamente menos satélites, siendo la explicación básica que los halos que agregaron sus subhalos en tiempos más tempranos han tenido mayor tiempo para destruirlos o fusionarlos con el objeto central debido a la fricción dinámica. Si es válido asociar estos subhalos con las galaxias satélites de grupos o cúmulos de galaxias, este hallazgo indica que la distribución de probabilidades del número de galaxias por halo (HOD), es también función de estas variables y, por extensión, también podría ser función del medioambiente. Wechsler et al. (2006) investigan, haciendo uso de la función de correlación con marcas, estas consideraciones en halos de masas $\gtrsim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ confirmando que, efectivamente, el número de subhalos que ocupan un halo se encuentra fuertemente correlacionado con la concentración y el tiempo de formación. Presentan la primera detección de una tendencia entre *clustering* y ocupación, mostrando que los halos masivos (formados en tiempos tardíos) con ocupaciones altas poseen mayor señal de correlación que aquellos con bajas ocupaciones. Señalan además que dadas las dependencias existentes entre tiempo de formación, concentración y *clustering*, la mencionada tendencia debería revertirse para halos de masas bajas. El estudio no es realizado en el régimen de baja masa dada la limitación en resolución de sus simulaciones y la consecuente imposibilidad de detectar subhalos en halos de pocas partículas verazmente.

Los resultados encontrados en el trabajo pionero de Sheth & Tormen, ya mencionados y confirmados posteriormente por investigaciones independientes, tuvieron así una implicancia directa sobre el estudio de la función de correlación de los halos. A la dependencia del *clustering* de los halos con la masa de los mismos, efecto conocido como "*halo bias*" que fue extensivamente estudiado y es bien entendido en el contexto del modelo cosmológico Λ CDM [Cole & Kaiser (1989)] [Mo & White (1996)] [Sheth & Tormen (1999)] [Seljak & Warren (2004)] [Tinker et al. (2005)], se le suma la dependencia con la historia de formación de los halos. Así, el término "*Assembly Bias*" es usado hoy para describir la dependencia de la distribución espacial de los halos en cualquier otra propiedad distinta de la masa. Los resultados encontrados hasta el momento plantearon las falencias de

los modelos utilizados para describir el *clustering* de los halos y, si bien en la actualidad existen versiones más sofisticadas que involucran una cierta influencia del medioambiente, no han mostrado ser exitosas a la hora de recuperar las correlaciones vistas en las simulaciones numéricas [Catelan al. (1998)] [Taruya & Suto (2000)].

Se espera que los efectos sobre el *clustering* se extiendan a otras propiedades de los halos y de las galaxias que albergan, especialmente a aquellas que correlacionan con la edad o tiempo de formación y la estructura de los halos. Es por ello que en esta sección se estudia la capacidad de algunas propiedades de los halos de dar cuenta del fenómeno de *Assembly Bias* descrito anteriormente. La herramienta estadística utilizada para medir el grado de *clustering* de los sistemas es la función de correlación y las muestras de halos provienen de la simulación SIMA. Se investiga también la posible existencia de evidencias observacionales a favor del mencionado fenómeno, para lo cual se hace uso de una muestra de grupos de galaxias extraídos de la versión sexta del relevamiento Sloan. Finalmente, se utilizan los índices de subestructura para ensayar una explicación física del *Assembly Bias* en las simulaciones numéricas.

Posibles diferencias en el modo de agruparse de sistemas caracterizados por distintos valores nominales de una misma propiedad, reflejarían las debilidades de los modelos teóricos que describen el *clustering* y el contenido galáctico, sólo en términos de las masas de los sistemas involucrados.

6.2 Método de Análisis

El método utilizado para el estudio del *Assembly Bias* consiste en estimar la función de correlación para dos submuestras de halos caracterizadas por distribuciones disímiles de una misma propiedad, a la que se denomina P_p . Al igual que en la sección anterior, el rango de masa de los sistemas estudiados corresponde a $1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 2 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$. Dado que la función de correlación depende fuertemente de la masa de los halos, resulta imperativo que las submuestras sean seleccionadas de manera tal de desafectar los resultados de la masa. La opción más clara y natural sería seleccionar varias muestras de halos en intervalos de masa distintos. Sin embargo, para que este método sea válido, los intervalos deben ser pequeños, con lo que se reduce el número de sistemas en la muestra y, consecuentemente la relevancia estadística de los resultados. Si los intervalos de masa son, por el contrario, muy amplios el rango dinámico de masas presente introduciría un sesgo en la función de correlación, según el cual, como se sabe,

los halos más masivos poseen una mayor señal de *clustering*. Un método alternativo para lograr la obtención de submuestras de halos de alta y baja P_p , que cumplan a la vez ser estadísticamente significativas y anular la dependencia de la función de correlación con la masa, consiste en seleccionar solamente dos submuestras de la siguiente manera:

- (i) Dividir la muestra total de halos en n_1 rangos de masa.
- (ii) En cada una de las n_1 submuestras obtenidas calcular el primer y último cuartil de la distribución de la propiedad P_p , según la cual se desee testear el *Assembly Bias*.
- (iii) Comparar la propiedad P_p de cada halo con el valor del primer y último cuartil correspondiente al rango de masa al cual pertenece el halo. El halo forma parte de la muestra de baja P_p si ésta es menor que el cuartil 25%. En caso que P_p sea mayor que el cuartil 75%, el halo poblará la muestra de halos de alta P_p .

Siguiendo este procedimiento se obtienen dos submuestras de halos que por construcción poseen igual número de objetos y similares distribuciones de masas, pero notablemente distintas distribuciones de la propiedades P_p elegida para separar las submuestras. A modo de ejemplo la Figura 6.1 muestra en su panel superior que las distribuciones de masas resultantes, luego de dividir la muestra de halos en submuestras de baja y alta subestructura ($P_p = \Delta$), son muy similares. Sin embargo, las distribuciones de Δ se diferencian notablemente como se muestra en el panel inferior de la misma figura.

Seleccionadas las submuestras de alta y baja P_p , el estudio de las posibles diferencias en la distribución espacial de los halos se efectúa mediante la comparación de las funciones de autocorrelación calculadas en las submuestras de alta y baja P_p , definiendo $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$, respectivamente. En cada caso, se adopta una ley de potencias como aproximación a las estimaciones encontradas

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^\alpha, \quad (6.1)$$

donde r_0 es la longitud de correlación y α la pendiente logarítmica de la función de correlación. Usando un método Levenbergh-Marquardt (Press et al. 1986), se obtienen los mejores ajustes para cada caso. El rango de distancias donde se cuentan pares de halos es $3h^{-1}\text{Mpc} < r < 20h^{-1}\text{Mpc}$.

Como se mencionó anteriormente, el *Assembly Bias* puede depender de la masa de los sistemas que se consideren, tal es el caso del parámetro de concentración y del tiempo de formación. El estudio de posibles cambios de comportamiento en el *clustering* relativo de los halos como función de sus masas, puede ser llevado a cabo calculando los valores asintóticos que en gran escala alcanzan las funciones $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$, los cuales se

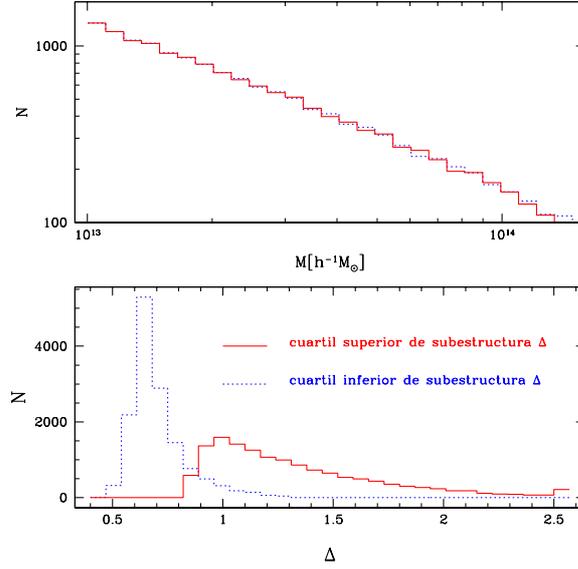


Figura 6.1: *Panel Superior: Distribuciones de masas de las submuestras de baja y alta subestructura. Ver método de selección de halos en el texto. Panel Inferior: Distribuciones del índice Δ de las muestras de baja y alta subestructura. El número de halos en cada submuestra es ~ 14200 . Las líneas continúa/de puntos corresponden a la submuestra de alta/baja subestructura. Se consideran halos en el rango de masas $1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot} < M < 2 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$.*

pueden estimar promediándolas desde $r = 3h^{-1}\text{Mpc}$ a $r = 20h^{-1}\text{Mpc}$, para definir así a las funciones $\bar{\xi}_{may}$ y $\bar{\xi}_{men}$ respectivamente. La influencia de la masa en el *Assembly Bias* se cuantifica analizando la variación de las medias de las funciones de correlación, $\bar{\xi}_{may}$ y $\bar{\xi}_{men}$, en función de un corte en masa mínima impuesto a las submuestras de halos de baja y alta P_p .

Finalmente, los errores asignados a las diferentes funciones de correlación son calculados utilizando, salvo que se explicita lo contrario, realizaciones *jack-knife*: El volumen ocupado por los halos en la submuestra correspondiente se divide en 100 regiones contiguas de igual volumen. Se efectúa el cálculo de la función de correlación 100 veces dejando de lado, cada vez, los halos correspondientes a una región distinta. El error *jack-knife* corresponde a

$$\sigma_{jk}(r) = \sqrt{\frac{N-1}{N} \sum_{i=1}^N (\xi_i(r) - \bar{\xi}(r))^2} \quad (6.2)$$

donde $N = 100$ y $\xi_i(r)$ es la función de correlación calculada sin considerar los halos en

la región i .

Las propiedades que se testean en esta sección como capaces de dar cuenta del fenómeno conocido como *Assembly Bias* son:

- i)* Grado de subestructura Δ ,
- ii)* forma c/a ,
- iii)* dispersión de velocidades σ_v ,
- iv)* momento angular \mathbf{L} ,
- v)* alineamiento entre los ejes mayores de los tensores de forma y de anisotropía de velocidades $\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_{vel}$,
- vi)* alineamiento entre la dirección del eje menor del tensor de forma y el momento angular $\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}$.

6.3 Subestructura vs. Clustering

El estudio del *clustering* de los halos de materia oscura en función del grado de subestructura Δ presente en los mismos, fue llevado a cabo por Espino-Briones et al. (2007). En el mencionado trabajo, haciendo uso de la misma simulación cosmológica que en esta tesis, se utiliza la función de correlación como herramienta estadística para estudiar la distribución espacial de sistemas con alta y baja Δ , para tres submuestras de halos seleccionados en tres rangos de masas diferentes. Se concluye que los halos con signos más fuertes de subestructura poseen una mayor señal de *clustering*. Los resultados obtenidos por estos autores son mejorados en el presente análisis, donde el método de selección de halos de alta y baja subestructura, permite que todos los halos, independientemente de sus masas, contribuyan a la misma muestra.

En concordancia con lo encontrado por Espino-Briones et al., el panel izquierdo de la Figura 6.2 muestra que los halos con alto índice Δ poseen mayor señal de *clustering* que aquellos pertenecientes a la submuestra de baja subestructura. Las líneas llenas denotan, en este caso y en lo que sigue, a las funciones de correlación calculadas sobre las submuestras de halos con alta P_p , $\xi_{may}(r)$, mientras que las líneas de puntos a aquellas calculadas con halos de baja P_p , $\xi_{men}(r)$.

Dado que el grado de subestructura Δ de los halos correlaciona con el tiempo de último *merger* mayor que atravesó el mismo (sección 3.2.3), puede decirse que la tendencia mencionada se condice con la señal, aunque débil, encontrada por Wetzel et. al (2007),

según la cual los halos con eventos recientes de *mergers* poseen mayor *clustering* que aquellos con eventos tempranos.

Con respecto a la dependencia del clustering relativo con la masa de los sistemas, el panel superior derecho de la Figura 6.2 muestra $\bar{\xi}_{may}$ y $\bar{\xi}_{men}$, en líneas llena y de puntos respectivamente, en función de la masa mínima de las submuestras de alta y baja subestructura. Como se espera debido al sesgo introducido por la masa, ambas medias crecen a medida que se consideran halos más masivos. Sin embargo, la diferencia de *clustering* entre los halos de las muestras de alta y baja subestructura, en este caso estimada por los promedios en r de las funciones de correlación $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$,

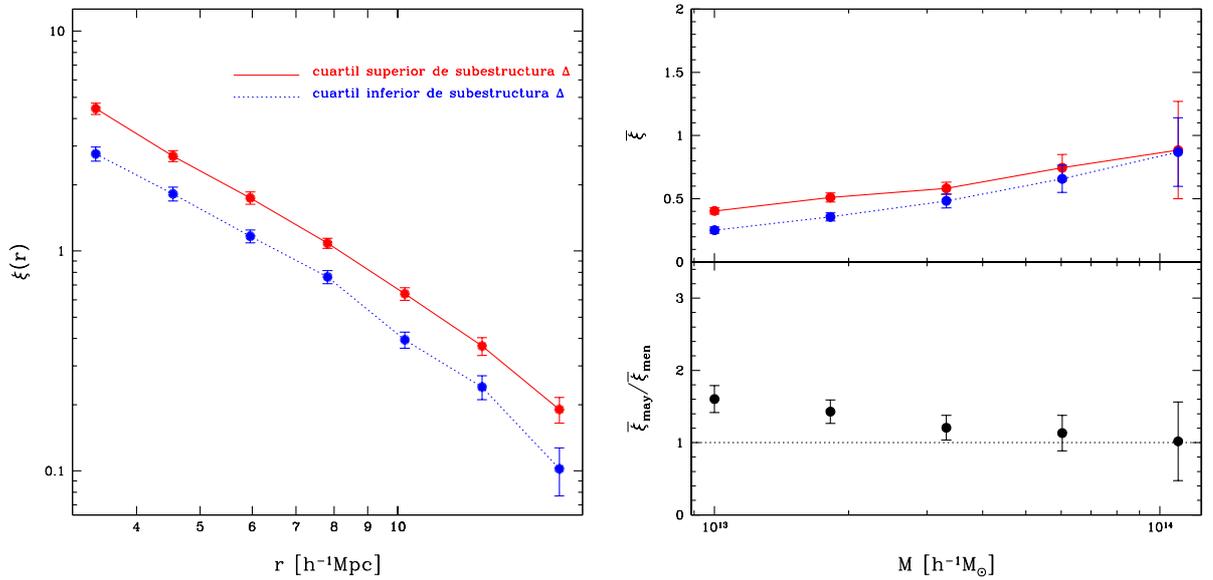


Figura 6.2: *Panel Izquierdo: Funciones de autocorrelación $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$ para las submuestras de halos con indicadores de subestructura, Δ , altos ($\xi_{may}(r)$ en línea llena con $r_0 = 8.08 \pm 0.16$ $\alpha = -1.76 \pm 0.07$) y bajos ($\xi_{men}(r)$ en línea de puntos $r_0 = 6.37 \pm 0.12$ $\alpha = -1.75 \pm 0.09$), respectivamente. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife. Panel Derecho: En el panel superior se muestra el promedio de las funciones de autocorrelación de halos en las submuestras descritas precedentemente, en un rango $3h^{-1}\text{Mpc} < r < 20h^{-1}\text{Mpc}$, para halos con masas mayores que la que indica el eje de abscisas. El panel inferior muestra el cociente de dichas funciones, donde las barras de error se estiman por propagación de los errores jack-knife calculados en el panel superior.*

desaparece a medida que se consideran halos cada vez más masivos. Esta dependencia del *clustering* relativo con la masa de halos de alta y baja subestructura, se muestra en el panel inferior derecho de la figura mencionada como el cociente entre $\bar{\xi}_{may}$ y $\bar{\xi}_{men}$, el cual es de ~ 1.6 cuando se consideran todos los halos y tiende a la unidad a medida que la masa mínima de las submuestras crece. Cabe destacar que el número de halos con masas $> 1.1 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ con que se calcula este último valor es de ~ 550 en cada cuartil, lo cual puede estimarse a partir de las distribuciones de masas presentadas en el panel superior de la Figura 6.1.

El hecho que los halos masivos parezcan distribuirse espacialmente de igual forma, siendo indiferentes a la subestructura indicada por el índice Δ , se encuentra en desacuerdo con Espino-Briones et al. (2007) y con los hallazgos observacionales sobre cúmulos de galaxias de Plionis & Basilakos (2002). La razón de la discrepancia con el primero de los trabajos mencionados puede yacer en los diferentes rangos de masa considerados, mientras que la muestra de Espino-Briones et al. incluye a todos los halos con masas mayores a $1 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$, en la presente tesis los halos menos frecuentes de masas que exceden $2 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ son rechazados. La cual puede también ser la causa de la diferencia con los resultados observacionales, donde ninguna restricción es impuesta a la masa de los cúmulos estudiados.

6.4 Forma vs. Clustering

Como se mencionó anteriormente, los halos masivos ($M \gtrsim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$) con cocientes c/a más cercanos a la unidad, o lo que es lo mismo, los halos más esféricos, se sitúan típicamente en medioambientes más densos independientemente de sus masas (Figura 5.3). Para investigar si esta correlación entre la forma de los halos y el medioambiente tiene además implicancia en el *Assembly Bias*, se calculan las funciones de autocorrelación $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$ obtenidas para las submuestras compuestas por el 25% de halos más y menos esféricos, respectivamente.

Los resultados se muestran en el panel izquierdo de la Figura 6.3, donde es evidente un mayor grado de *clustering* para los halos más esféricos (línea llena) que para aquellos con cocientes c/a bajos (línea de puntos). Estos resultados se encuentran en concordancia con la señal general encontrada por Bett et al. (2007), quienes estudian el efecto haciendo uso del parámetro de *bias*, el cual describe cuanta más o menos señal de *clustering* tiene un conjunto de halos con respecto a la distribución general de materia oscura, concluyendo

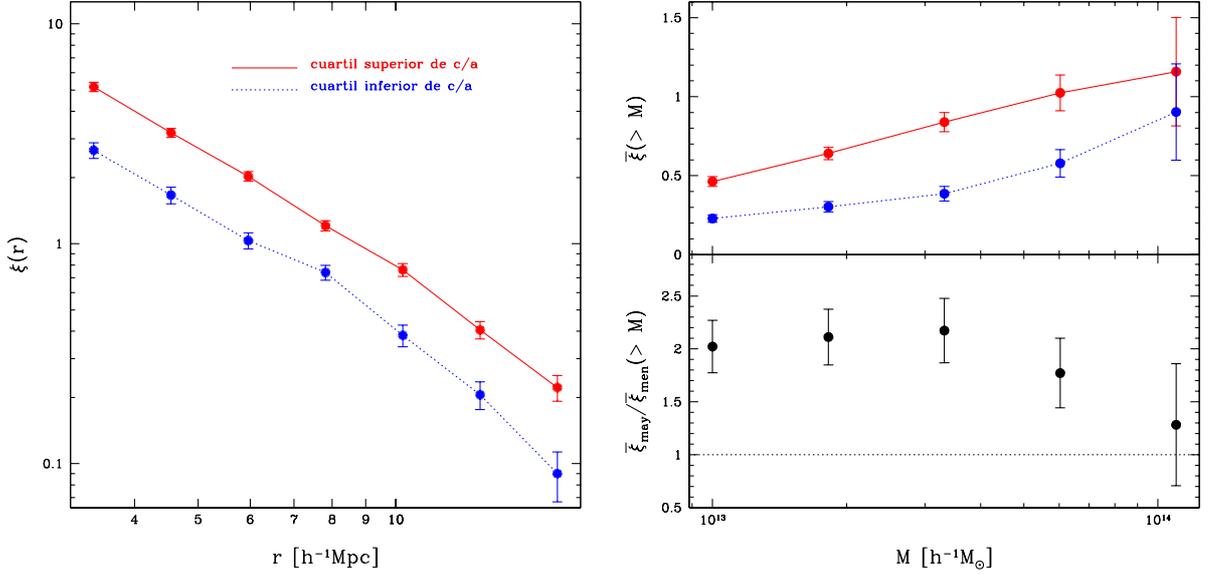


Figura 6.3: *Panel Izquierdo: Funciones de autocorrelación, $\xi_{\text{may}}(r)$ y $\xi_{\text{men}}(r)$, para las submuestras de halos con parámetros de forma, c/a , altos (línea llena $r_0 = 8.78 \pm 0.19$ $\alpha = -1.77 \pm 0.06$) y bajos (línea de puntos $r_0 = 6.17 \pm 0.14$ $\alpha = -1.70 \pm 0.10$), respectivamente. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife. Panel Derecho: En el panel superior se muestra el promedio de las funciones de autocorrelación de halos en las submuestras descritas anteriormente, en un rango $3h^{-1}\text{Mpc} < r < 20h^{-1}\text{Mpc}$, para halos con masas mayores que la que indica el eje de absisas. El panel inferior muestra el cociente de dichas funciones, donde las barras de error se estiman por propagación de los errores jack-knife calculados en el panel superior.*

que el mismo es más alto para halos más masivos. Como puede verse en los paneles derechos de la Figura 6.3, este no es el caso para los halos estudiados en este trabajo. La dependencia del *clustering* relativo con la masa, ilustrada en los mencionados paneles, indica por el contrario, que la diferencia entre las señales de correlación es de un factor dos cuando se consideran todos los halos y decrece hacia el régimen de masas altas (panel inferior). La discrepancia notada puede deberse o bien a diferencias substanciales en la identificación de los sistemas, puesto que en el trabajo citado un tratamiento posterior a la identificación remueve los halos que se encuentran claramente apartados del equilibrio. O bien a los distintos criterios empleados para separar las muestras de

baja y alta esfericidad.

6.5 Dispersión de Velocidades vs. Clustering

En la sección 5 se había encontrado dependencia entre la dispersión de velocidades de los halos y el medioambiente, siendo el efecto mayor para el régimen de masas bajas. Para estudiar si esta correlación es capaz de manifestarse como diferencias en las funciones de correlación de halos de alta y baja dispersión de velocidades, se calcula, como en los casos precedentes $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$. Los resultados son mostrados en el panel izquierdo de la Figura 6.4 donde $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$ son representadas por las líneas llena y de puntos, respectivamente. Es notable que aquellos halos con dispersiones de velocidades más altas poseen señales más fuertes de *clustering* que sus contrapartes con dispersiones de velocidades bajas.

Al igual que en la sección 5, son los halos de baja masa los que definen la señal observada. Esto último se evidencia en los paneles derechos de la misma figura donde el cociente $\bar{\xi}_{may}/\bar{\xi}_{men}$ comienza siendo de ~ 1.6 cuando todos los halos son considerados, se acerca a la unidad para masas $\gtrsim 3.5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ y se revierte haciéndose menor que la unidad a medida que la masa mínima sigue creciendo, indicando que los halos masivos con dispersiones de velocidades más bajas tienen más *clustering* que sus contrapartes de altas dispersiones de velocidades.

Siendo los ambientes de alta densidad lugares propicios para la ocurrencia de fenómenos de *mergers*, la mayor correlación a masas bajas de sistemas con alta dispersión de velocidades, puede deberse a que la muestra se encuentre altamente contaminada por sistemas perturbados, los cuales como se vio al estudiar la correlación forma- σ_v , pueden mostrar dispersiones de velocidades altas.

A medida que la masa del sistema aumenta un evento de *merger* mayor que involucre masas similares capaces de elevar sustancialmente la dispersión de velocidades se vuelve menos frecuente, por lo que las dispersiones de los sistemas masivos, caracterizados por profundos pozos de potencial, poco se verían perturbadas. La muestra de sistemas de alta dispersión de velocidades se encontraría así menos contaminada por halos con eventos recientes de *merger* mayor, siendo más representativa de halos más virializados, lo cual resultaría en una menor señal de autocorrelación si es posible asociar sus posiciones a ambientes de menor densidad que aquellos de igual masa con dispersiones de velocidades bajas.

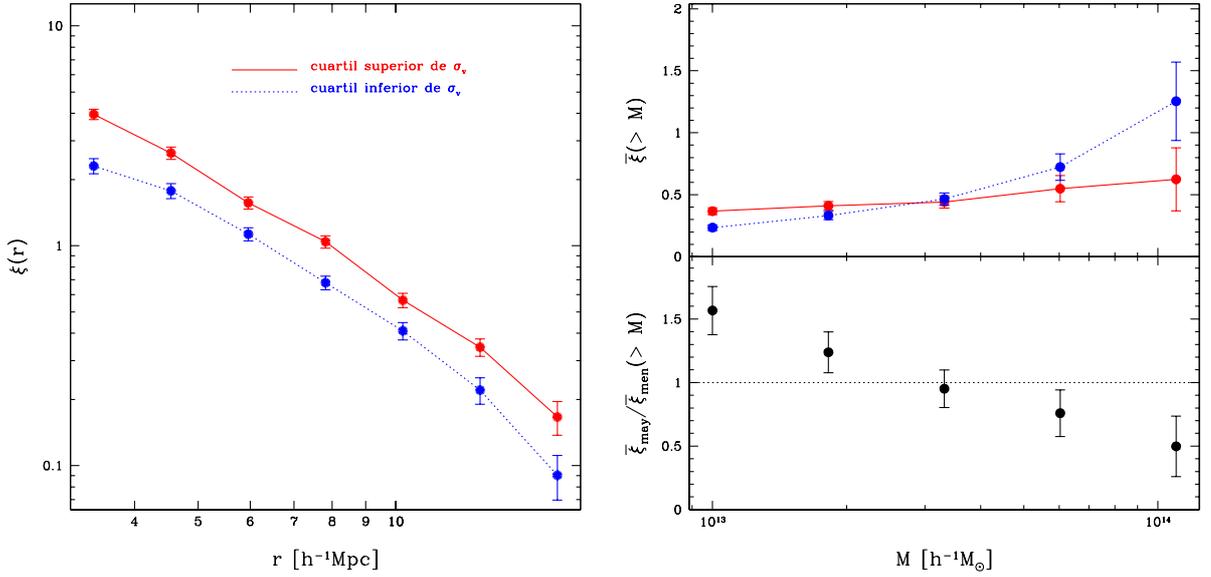


Figura 6.4: *Panel Izquierdo: Funciones de autocorrelación, $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$, para las submuestras de halos con dispersiones de velocidades, σ , altos (línea llena $r_0 = 7.70 \pm 0.16$ $\alpha = -1.76 \pm 0.07$) y bajos (línea de puntos, $r_0 = 6.15 \pm 0.13$ $\alpha = -1.61 \pm 0.09$), respectivamente. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife. Panel Derecho: En el panel superior se muestra el promedio de las funciones de autocorrelación de halos en las submuestras descritas anteriormente, en un rango $3h^{-1}\text{Mpc} < r < 20h^{-1}\text{Mpc}$, para halos con masas mayores que la que indica el eje de abscisas. El panel inferior muestra el cociente de dichas funciones, donde las barras de error se estiman por propagación de los errores jack-knife calculados en el panel superior.*

6.6 Momento Angular vs. Clustering

El módulo del momento angular también se muestra como un parámetro de *Assembly Bias*. El panel izquierdo de la Figura 6.5 muestra en líneas llena y de puntos las funciones de correlación $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$ correspondientes a las muestras de halos cuyos módulos del vector momento angular se encuentran entre los 25% más altos y más bajos, respectivamente.

La submuestra de halos con momentos angulares de mayor módulo muestran claramente mayor correlación. Esto podría deberse a que a que los sistemas que evolucionan en ambientes de alta densidad están más expuestos a sufrir fuerzas gravitacionales o

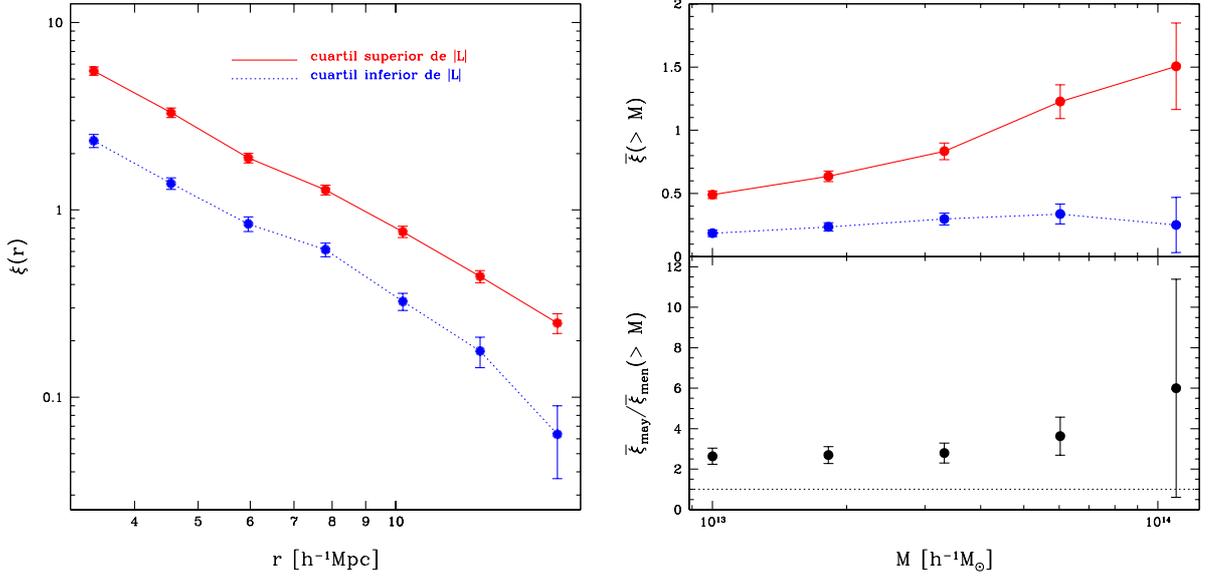


Figura 6.5: *Panel Izquierdo: Funciones de autocorrelación, $\xi_{\text{may}}(r)$ y $\xi_{\text{men}}(r)$, para las submuestras de halos con módulos de sus momentos angulares, $|\mathbf{L}|$, altos (línea llena $r_0 = 8.77 \pm 0.20$ $\alpha = -1.82 \pm 0.07$) y bajos (línea de puntos $r_0 = 5.55 \pm 0.12$ $\alpha = -1.75 \pm 0.10$), respectivamente. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife. Panel Derecho: En el panel superior se muestra el promedio de las funciones de autocorrelación de halos en las submuestras descritas anteriormente, en un rango $3h^{-1}\text{Mpc} < r < 20h^{-1}\text{Mpc}$, para halos con masas mayores que la que indica el eje de abscisas. El panel inferior muestra el cociente de dichas funciones, donde las barras de error se estiman por propagación de los errores jack-knife calculados en el panel superior.*

tidales de mayor magnitud causantes de rotaciones coherentes, con respecto a aquellos sistemas situados en ambientes menos densos. Resultados similares son encontrados por Bett et al. (2007) para el parámetro de spin λ , cuya definición, si bien no coincide de manera exacta con la de momento angular, usa a ésta última para su cálculo.

El panel superior derecho indica que a medida que se toman halos más masivos, la diferencia entre la distribución espacial de halos con alto y bajo módulo del momento angular se hace más evidente. De hecho son los halos con alto momento angular los que levantan la señal de correlación como función de la masa, mientras que los halos de bajo momento angular, curiosamente, parecen mostrar la misma señal de *clustering* sin

importar sus masas.

6.7 Alineamientos vs. Clustering

También se prueba en esta sección como parámetro de *Assembly Bias* al alineamiento existente entre los ejes mayores de los tensores de forma y de anisotropía de las velocidades, el cual, como se demostró en la sección 5, muestra una clara correlación con el medioambiente. Dicha correlación establece que los alineamientos entre las cantidades mencionadas son más fuertes en ambientes de baja densidad, mientras que empeoran

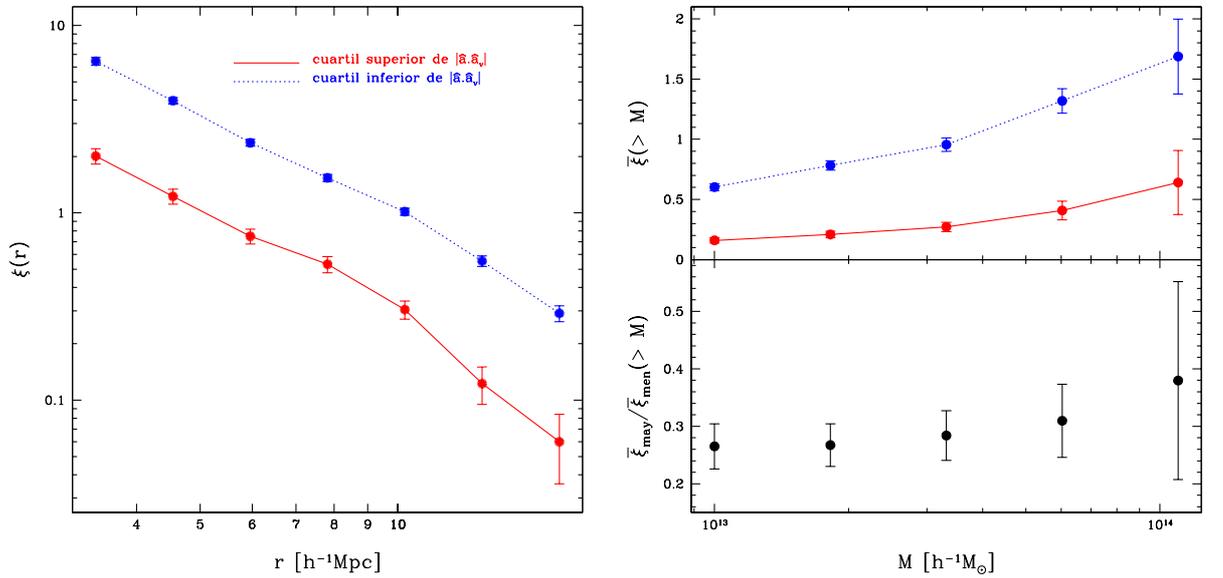


Figura 6.6: *Panel Izquierdo: Funciones de autocorrelación, $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$, para las submuestras de halos con ángulos de alineamientos $|\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_v|$, altos (línea llena $r_0 = 5.16 \pm 0.14$ $\alpha = -1.70 \pm 0.12$) y bajos (línea de puntos $r_0 = 10.11 \pm 0.20$ $\alpha = -1.71 \pm 0.05$), respectivamente. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife. Panel Derecho: En el panel superior se muestra el promedio de las funciones de autocorrelación de halos en las submuestras descritas precedentemente, en un rango $3h^{-1}\text{Mpc} < r < 20h^{-1}\text{Mpc}$, para halos con masas mayores que la que indica el eje de abscisas. El panel inferior muestra el cociente de dichas funciones, donde las barras de error se estiman por propagación de los errores jack-knife calculados en el panel superior.*

progresivamente en halos situados cada vez en ambientes más densos.

Las funciones de correlación de halos pertenecientes a submuestras caracterizadas por altos y bajos valores de alineamientos, $|\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_v|$, se muestran en el panel izquierdo de la Figura 6.6. La línea de puntos, representando a $\xi_{men}(r)$, muestra que la función de correlación de halos con alineamientos pobres posee mayor señal de correlación que la correspondiente a halos con fuertes alineamientos, representada en línea continua. Para que un halo posea sus ejes \hat{a} y \hat{a}_v bien alineados, debe situarse en un medioambiente que no le genere perturbaciones *tidales* ni lo someta a una alta tasa de *mergers*. Dado que este tipo de halos posee menor señal de correlación que aquellos con alineamientos pobres, puede decirse que son los medioambientes subdensos los lugares propicios para que tal condición se satisfaga.

En el panel derecho de la misma figura se observa que tanto $\bar{\xi}_{may}$ como $\bar{\xi}_{men}$ crecen como función de la masa (panel superior). Dado que en este caso se cumple que, independientemente de la masa, $\bar{\xi}_{may} < \bar{\xi}_{men}$, el cociente entre estas cantidades es siempre menor que la unidad. Puede observarse un aumento en $\bar{\xi}_{may}/\bar{\xi}_{men}$ como función de la masa, indicando que el *clustering* relativo de los halos con alto alineamiento $\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_v$ es más notorio en el régimen de masas altas.

Por último se analiza el alineamiento existente entre el eje menor del tensor de inercia y el vector definido por el momento angular, $|\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}|$. Como se menciona en 5, este alineamiento, a diferencia del existente entre $\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_v$, no muestra fuertes evidencias de estar condicionado por el medioambiente.

En el panel izquierdo de la Figura 6.7 se confirma lo mencionado anteriormente, puesto que las funciones de correlación $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$, representadas por las líneas llenas y de puntos respectivamente, muestran débiles signos de *Assembly Bias*: puede verse un comportamiento sistemático según el cual los halos con mejores alineamientos $\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}$, poseen mayor señal de correlación que aquellos con alineamientos pobres.

Al estudiar la dependencia del *clustering* relativo con la masa, se encuentra que el *Assembly Bias* comienza a tener relevancia a medida que se consideran halos más masivos. Según lo ilustrado en el panel derecho de la Figura 6.7, en el régimen de masas altas ($M \gtrsim 3 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$) los halos con mejores alineamientos $\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}$, poseen mayor señal de correlación que los halos con bajos alineamientos.

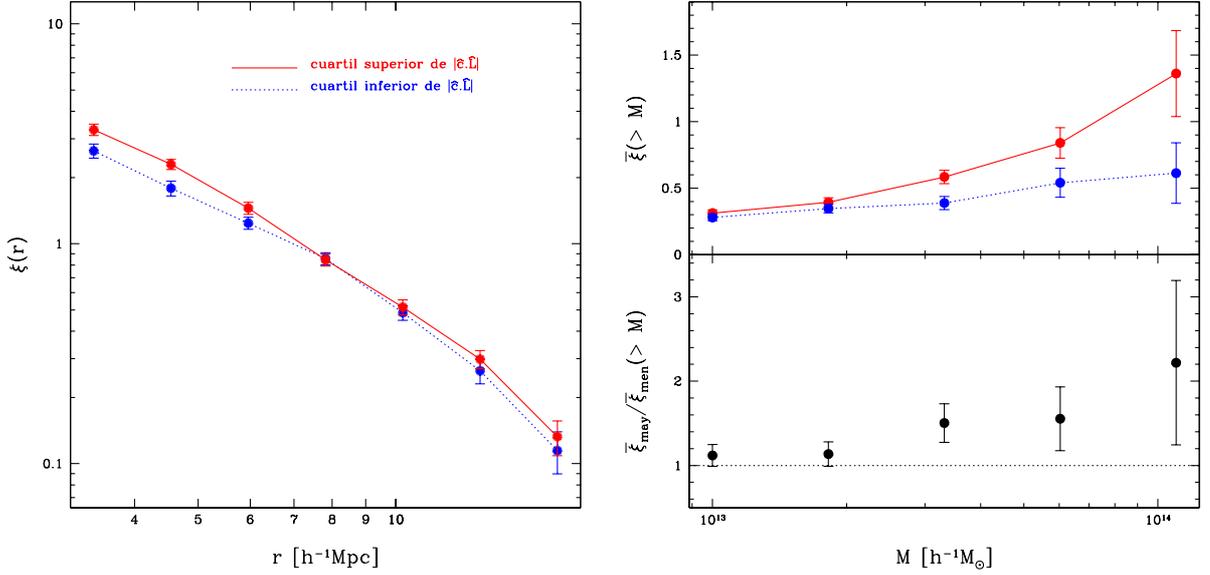


Figura 6.7: *Panel Izquierdo: Funciones de autocorrelación, $\xi_{may}(r)$ y $\xi_{men}(r)$, para las submuestras de halos con ángulos de alineamientos $|\hat{\mathbf{c}} \cdot \hat{\mathbf{L}}|$, altos (línea llena $r_0 = 7.15 \pm 0.14$ $\alpha = -1.73 \pm 0.07$) y bajos (línea de puntos $r_0 = 6.72 \pm 0.14$ $\alpha = -1.52 \pm 0.08$), respectivamente. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife. Panel Derecho: En el panel superior se muestra el promedio de las funciones de autocorrelación de halos en las submuestras descritas anteriormente, en un rango $3h^{-1}\text{Mpc} < r < 20h^{-1}\text{Mpc}$, para halos con masas mayores que la que indica el eje de absisas. El panel inferior muestra el cociente de dichas funciones, donde las barras de error se estiman por propagación de los errores jack-knife calculados en el panel superior.*

6.8 El Assembly Bias en Grupos de Galaxias

En las secciones anteriores se ha mencionado una gran cantidad de trabajos de investigación que han demostrado que la distribución espacial de los halos de materia oscura depende no sólo de sus masas (*halo bias*) sino también de otras propiedades internas. Puesto que estas dependencias podrían reflejarse en la población de galaxias que los halos albergan, sería lógico esperar que el *Assembly Bias* afecte al *clustering* de las galaxias de una manera que no es fácilmente representada en un simple modelo de ocupación de halos. El *clustering* observado de las galaxias, estaría entonces atado y condicionado por el *clustering* de halos oscuros. Las correlaciones encontradas entre estos últimos y

su distribución espacial, deberían propagarse a las propiedades de las galaxias, si estas propiedades correlacionan a su vez con los parámetros involucrados en el *Assembly Bias*.

Croton et al. (2007) estudiaron este efecto en modelos semianalíticos, encontrando que el *clustering* de las galaxias rojas y azules no puede ser explicado solamente por las relaciones color-masa y masa-*clustering*. Lo cual induce a pensar que los colores de las galaxias deben correlacionar con la gran escala a través de un segundo parámetro como la edad del halo o su concentración. Cabe destacar que los análisis observacionales no encontraron evidencias fuertes de estos efectos [Abbas & Sheth (2006)] [Skibba et al. (2006)].

La aparente discrepancia entre los estudios teóricos y observacionales podría deberse a que los efectos encontrados para los halos son evidentes o bien en el régimen de masas bajas, incluyendo a halos que no contienen una galaxia lo suficientemente luminosa para ser detectable, o bien en halos muy masivos, los cuales son poco frecuentes y no contribuyen mucho al *clustering* observado de galaxias. Otra alternativa sería que, simplemente, las tendencias observadas en los halos no se propaguen a las galaxias.

Una manera más directa de probar observacionalmente los resultados teóricos es a través del estudio, no de galaxias sino de grupos de galaxias, los halos de masa intermedia ($M \gtrsim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$) contendrían grupos o cúmulos de galaxias. Estudiar la manera en la que se distribuyen espacialmente los grupos de galaxias puede servir como una aproximación para estudiar los halos de materia oscura.

Existen numerosos estudios que se han abocado a medir el *clustering* de los grupos en función de parámetros que actúan como aproximaciones de sus masas [Bahcall et al. (2003)] [Padilla et al. (2004)] [Yang et al. (2005)] [Coil et al. (2006)], pero pocos han buscado correlaciones del *clustering* con otros parámetros. Cabe destacar entre estos últimos el trabajo de Yang et al. (2006), quienes utilizando una muestra de grupos de galaxias extraídos del catálogo 2dF, encuentran que a masa fija, los grupos conteniendo una galaxia central con tasa de formación estelar baja se encuentran más agrupados que aquellos que contienen galaxias centrales con alta tasa de formación estelar. Encuentran además, que este resultado se mantiene para todas las masas en su muestra. Por su parte Berlind et al. (2006), haciendo uso de una muestra de grupos identificados en el catálogo Sloan, también buscan dependencias residuales del *clustering* en distintas propiedades de los grupos a masa fija. Encuentran que el *bias* a gran escala de los grupos masivos correlaciona con el color de la galaxia central de la siguiente manera: aquellos grupos con galaxias centrales menos rojas están más sesgados a gran escala que aquellos grupos de igual masa caracterizados por galaxias centrales más rojas. Independientemente,

Wang et al. (2007) señalan que los grupos con galaxias centrales rojas muestran mayor correlación que aquellos, de igual masa, caracterizados por galaxias centrales azules. Obtienen resultados similares si se usa el color total de todas las galaxias miembros. La dependencia con el color es más prominente en grupos menos masivos y se vuelve insignificante en grupos con $M \gtrsim 1 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$. Los resultados mencionados son consistentes con Yang et al. (2006), pero contrastan con los encontrados por Berlind et al. (2006), quienes también utilizan un catálogo de grupos extraídos del catálogo Sloan. Estudios adicionales fueron presentados recientemente por Zapata et al (2008).

Siguiendo con estos estudios, esta sección se concentra en la investigación de la distribución espacial de grupos de galaxias identificados en el SDSS a través de la función de correlación. En particular, se desea probar que el grado de subestructura y la forma de los grupos de galaxias, son parámetros de los cuales depende el *clustering* de los mismos.

El cálculo de la función de correlación se efectúa haciendo uso del estimador de Landy & Szalay (1993):

$$\xi = \frac{DD}{RR} \left(\frac{n_R}{n_D} \right)^2 - 2 \frac{DR}{RR} \left(\frac{n_R}{n_D} \right) + 1 \quad (6.3)$$

donde DD es el número de pares grupo-grupo, DR el de pares grupos-random, RR el de pares random-random, y n_D y n_R las densidades numéricas del catálogo de grupos y del random, respectivamente.

Como se mencionó anteriormente, dada la dependencia con la masa de los grupos que presenta la función de correlación, se debe tener la precaución de seleccionar dos submuestras de grupos de alta y baja subestructura de tal manera de desafectar los resultados de la masa. Adicionalmente, la dependencia de la estadística Δ con el número de galaxias miembros presente en grupos de igual masa estudiada en 3.3.1, requiere un tratamiento especial que es tenido en cuenta si las submuestras se seleccionan de la siguiente manera:

- (i) Dividir la muestra total de grupos en n_1 rangos de masa.
- (ii) Para cada rango de masa volver a dividir en n_2 submuestras según el número de galaxias miembros que los grupos posean.
- (iii) Calcular el primer y último cuartil de la distribución de Δ_{obs} , $\Delta_{25\%ij}$ y $\Delta_{75\%ij}$ respectivamente, en cada una de las $n_1 \times n_2$ submuestras obtenidas.
- (iv) Comparar Δ_{obs} de cada grupo con el primer y último cuartil correspondiente al rango de masa i y número de miembros j al cual pertenece el grupo en cuestión. Si

$\Delta_{obs} > \Delta_{75\%_{ij}}$ el grupo forma parte de la muestra de grupos con subestructura, y si $\Delta_{obs} < \Delta_{25\%_{ij}}$ poblará la muestra de grupos sin subestructura.

El paso (ii) es necesario para desafectar los resultados del hecho que, a masa fija, Δ_{obs} depende del número de galaxias miembros (ver Figura 3.8).

El método arriba mencionado es capaz de separar dos submuestras de grupos de galaxias caracterizadas por niveles de subestructuras distintos. Además, puesto que las distribuciones de masas de las submuestras obtenidas son similares por construcción, el sesgo que introduciría la masa en el cálculo de la función de correlación es anulado. El panel izquierdo de la Figura 6.8 muestra las distribuciones de masa para los grupos en las muestras de alta y baja subestructura, en histogramas lleno y vacío respectivamente. Finalmente, también se elimina la dependencia de Δ_{obs} con el número de galaxias miembros, puesto que nunca se compara la subestructura obtenida para un grupo pobre (bajo número de miembros) con la de un grupo, de igual masa, pero rico (alto número de miembros). El panel derecho de la Figura 6.8 muestra las distribuciones de números de miembros de los sistemas en cada submuestra, donde se puede observar que ambas se encuentran conformadas por sistemas de las mismas características.

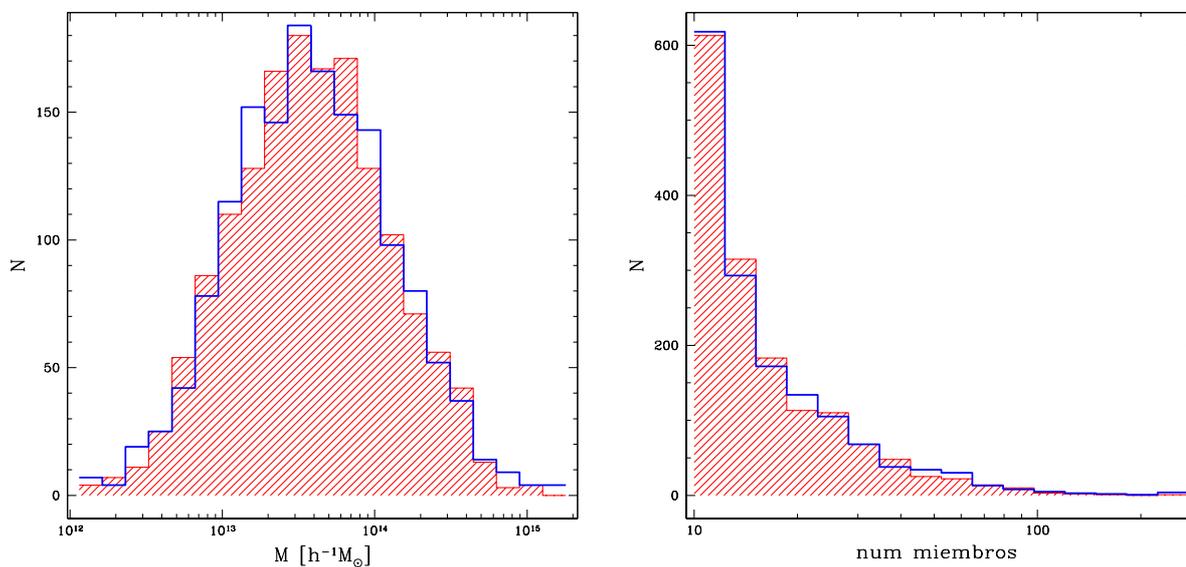


Figura 6.8: *Distribuciones de masas (panel izquierdo) y de números de galaxias miembros (panel derecho), para las muestras de grupos con alto (histograma rayado) y bajo (histograma vacío) índice- Δ .*

El procedimiento anteriormente descrito, permite la construcción de dos submuestras

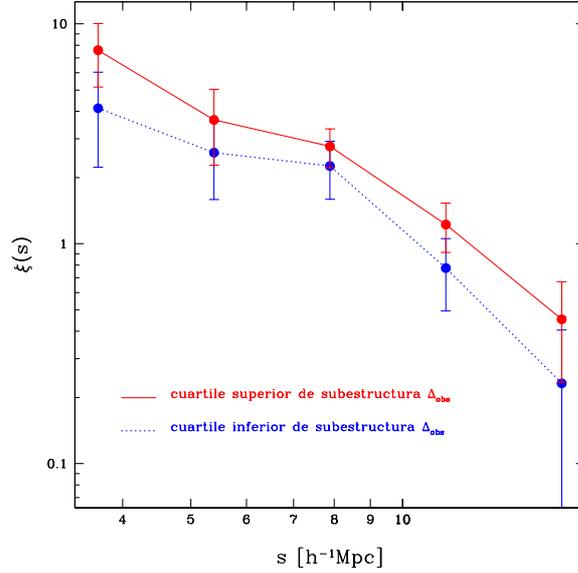


Figura 6.9: *Funciones de correlación para grupos con alto (línea llena $r_0 = 12.64 \pm 1.34$ $\alpha = -1.72 \pm 0.26$) y bajo (línea de puntos $r_0 = 9.50 \pm 1.12$ $\alpha = -1.73 \pm 0.34$) nivel de subestructura. Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones *jack-knife*.*

de grupos de galaxias conformadas cada una por 770 sistemas. La Figura 6.9 muestra las funciones de correlación $\xi_{may}(s)$ y $\xi_{men}(s)$ obtenidas, en donde las líneas continua y de puntos representan a las muestras de grupos caracterizadas por alta y baja subestructura, respectivamente. Pese a las barras de error, las cuales se obtienen por medio de 100 realizaciones *jack-knife* como se explica en 6.2, puede verse que los grupos que poseen fuertes signos de subestructura muestran sistemáticamente una mayor señal de correlación con respecto a aquellos que poseen un bajo índice de subestructura Δ_{obs} .

Otro parámetro que se testea como parámetro de *Assembly Bias*, es la forma proyectada de los grupos de galaxias expresada a través del cociente b/a , siendo b y a los semiejes menor y mayor del elipsoide que mejor ajusta a la distribución proyectada de galaxias, respectivamente.

Repitiendo el procedimiento que se usó en 3.3.1 para determinar el error relativo que se comete en los grupos pobres por calcular subestructura con 10 galaxias miembros, se toman nuevamente los 202 grupos con más de 40 galaxias y se efectúan, para cada sistema, 100 realizaciones del cálculo de la forma pero usando en cada realización sólo 10 galaxias. La distribución de estas 100 realizaciones posee una dispersión $\sigma_{(b/a)}$ que,

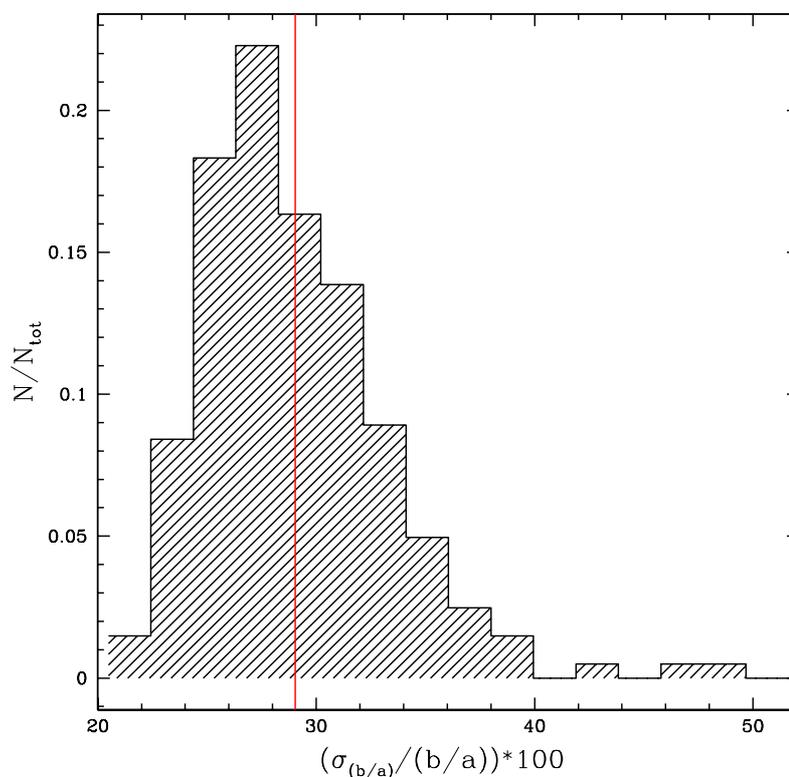


Figura 6.10: *Distribución de la dispersión 1σ del parámetro de forma b/a normalizada al b/a del grupo correspondiente, para grupos de más de 40 miembros utilizando sólo diez galaxias. Se utilizan para el cálculo de $\sigma_{(b/a)}$ 100 realizaciones. La línea vertical ubicada en $\sim 29\%$ corresponde a la media de la distribución.*

dividida por el valor de forma b/a observado, proporciona una estimación del error relativo en la determinación de b/a cuando la misma se efectúa con 10 galaxias. La distribución de las $\sigma_{(b/a)}$ es mostrada en la Figura 6.10, de donde puede deducirse que las mediciones de forma con 10 galaxias tendrán en media un error del $\sim 30\%$ (asumiendo que los grupos con más de 40 galaxias poseen sus morfologías bien determinadas).

Por otro lado, el indicador de forma sufre, al igual que el índice de subestructura Δ_{obs} , de sesgos provocados por el número de partículas con el que se computa la forma. El efecto mencionado fue ampliamente estudiado y se sabe que un sistema de partículas mostrará cocientes b/a más bajos mientras menor sea el número de partículas con el que se lo represente [Paz et al. (2006)] [Plionis, Basilakos & Ragono-Figueroa (2006)].

Debido a ello, para elegir las submuestras caracterizadas por bajo y alto cociente b/a

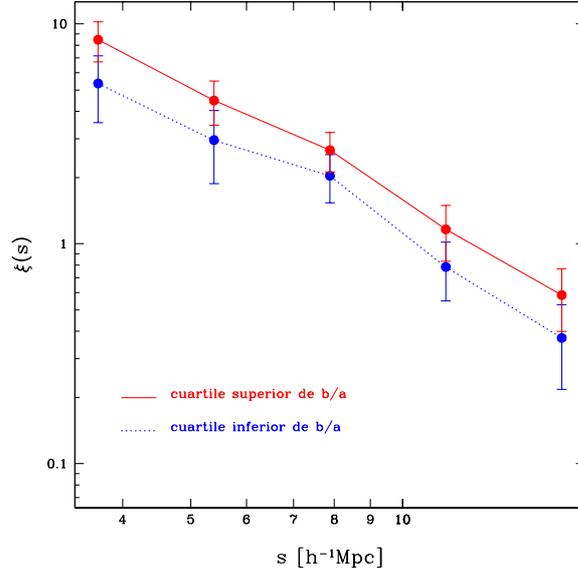


Figura 6.11: *Funciones de correlación para grupos con alto (línea llena $r_0 = 12.87 \pm 1.24$ $\alpha = -1.74 \pm 0.20$) y bajo (línea de puntos $r_0 = 10.29 \pm 0.97$ $\alpha = -1.74 \pm 0.27$) cociente c/a . Las barras de error se calculan haciendo uso de 100 realizaciones jack-knife.*

se sigue el mismo procedimiento que el utilizado para el caso de Δ_{obs} , el cual considerará la masa y el número de galaxias que posee un grupo antes de decidir a cuál submuestra integrarlo.

Las distribuciones de masa y de número de galaxias miembros de las submuestras de grupos conformadas por el 25% de los sistemas más elípticos y más redondos resultan por construcción comparables. Las funciones de autocorrelación $\xi_{may}(s)$ y $\xi_{men}(s)$ mostradas en líneas llena y de puntos, respectivamente, en la Figura 6.11, indican que la distribución espacial de los grupos depende de sus formas proyectadas. Los resultados sugieren que los sistemas más redondos tienden a ubicarse en regiones de alta densidad, lo cual está en acuerdo con lo encontrado para los halos de materia oscura.

Los resultados encontrados en esta sección aportan entonces datos observacionales a favor del fenómeno de *Assembly Bias*.

6.9 El Origen del *Assembly Bias*

Si bien existe un consenso generalizado sobre el hecho de que los halos de masas bajas se forman con anterioridad en medioambientes sobredensos, con respecto a aquellos de masas similares en ambientes subdensos, la situación no es clara para los halos más masivos. En un estudio reciente, Li, Mo & Gao (2008) estudian varias definiciones de tiempo de formación y su relación con el *clustering* de halos de materia oscura, encontrando una señal de correlación positiva cuya amplitud aumenta a medida que se consideran halos menos masivos. Declaran que para la mayoría de las definiciones de tiempo de formación, el *Assembly Bias* se vuelve insignificante si se consideran halos con masas $M \gtrsim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$.

Existen varios intentos incompletos por entender el *Assembly Bias*. Sandvik et al. (2007) notaron que el *Assembly Bias* puede ser incorporado en un escenario de conjuntos de excursión donde el colapso esférico es reemplazado por un colapso elipsoidal, y el umbral de densidad por una dependencia en la forma y el tamaño del medioambiente local. Otro modelo, abocado a incorporar los efectos del medioambiente en el modelo de conjuntos de excursión, fue discutido por Desjacques (2007).

Existen dos trabajos recientes que han intentado esgrimir una explicación física a esta dependencia ad hoc con el medioambiente. Hahn et al. (2008), concentrados en halos de masas menores a $M \sim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, estudian la hipótesis de que los tiempos tempranos de formación en medioambientes densos, están determinados fundamentalmente por una "supresión *tidal*" en épocas tardías, en la tasa de crecimiento de estos halos. Encuentran que esta supresión correlaciona con la proximidad a un halo masivo, siendo el caso extremo aquellos halos pequeños que han atravesado las regiones internas de halos mayores y han perdido masa debido a efectos tales como *tidal stripping*, por lo cual mostrarían los tiempos más tempranos de formación. La fracción de halos, que de esta manera experimentan pérdida de masa, es baja, por lo que no pueden dar cuenta, por ellos mismos, de la magnitud observada del *Assembly Bias*.

Con respecto a la causa física que determina el efecto de "supresión *tidal*", estos autores la atribuyen al hecho de que el campo gravitacional o *tidal* cerca de halos masivos, ejerce una distorsión o un gradiente en el flujo que rodea a los halos pequeños. De acuerdo al sistema de referencia de estos halos de baja masa, lo que se observa es un flujo en recesión a lo largo de la dirección al halo próximo más masivo, lo cual suprime gravitacionalmente la agregación de masa. Este proceso es especialmente efectivo en filamentos, donde se

forman la mayoría de los halos pequeños [Porciani et al. (2002a)], dado que en estos ambientes gran parte de la materia se encuentra distribuida a lo largo de la dirección desde la que es menos eficiente la agregación de masa por parte de halos pequeños.

El requerimiento o la necesidad de la proximidad a un halo masivo, donde el *clustering* de halos, en particular de masas bajas, crece, determina un sesgo espacial para aquellos halos que experimentan fuertes campos gravitacionales, lo cual se traduce directamente en un efecto secundario tal como el sesgo en la distribución espacial de halos tempranos y tardíos identificados a *redshift* cero: los halos más viejos se encontrarán preferencialmente en regiones de alta densidad, con respecto a halos jóvenes. Hahn et al. también exploran el nexo existente entre el *Assembly Bias* y el campo de densidades inicialmente lineal, comparando las masas de los halos medidas directamente en las simulaciones con aquellas que deberían alcanzar de acuerdo al modelo Extendido de Press-Schechter. Sus resultados indican que las masas predichas por la teoría son aproximadamente un factor 2-3 mayores para los halos más viejos que para los más jóvenes, y que existe una correlación significativa entre esta diferencia en masa y ambos, la fuerza del campo gravitatorio y la densidad en gran escala a *redshift* cero. Presentan así más evidencia a favor de que el medioambiente, no considerado al calcular las masas según el modelo de Conjuntos de Excursión, evita que la masa crezca hasta alcanzar el valor predicho.

El otro intento de explicar el origen físico del *Assembly Bias* fue ensayado por Wang et al. (2007), quienes además obtienen conclusiones para halos con masas mayores a $M \sim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. Sin embargo, advierten que la simulación utilizada es demasiado chica como para estudiar en detalle el régimen de masas altas. Considerando la dispersión de velocidades del flujo de materia oscura en las vecindades inmediatas de los halos masivos, encuentran que esta dispersión es mayor en torno a halos más viejos. Sugieren que la agregación de materia por un halo se ve truncada una vez que la dispersión de velocidades del medioambiente excede la velocidad virial de dicho halo, las partículas no pueden ser agregadas porque son muy energéticas. La situación es distinta para los halos más masivos, para quienes las diferencias de velocidades entre el halo y las partículas que lo circundan son menores a la velocidad virial y por lo tanto, la mayoría de las partículas pueden ser agregadas por el halo en su evolución subsecuente. Hipótesis que explicaría el hecho de que la relación edad-medioambiente sea menos importante para los halos más masivos. Para entender por qué los halos de baja masa se encuentran embebidos en medioambientes calientes, advierten que los mismos tienden a ubicarse en

la vecindad de grandes estructuras dominadas por uno o más halos masivos.

En los trabajos anteriormente mencionados, motivados por dar una explicación física al fenómeno de *Assembly Bias* observado en las simulaciones, si bien se tiene en cuenta la agregación de material como dirigido por la captura de partículas de materia oscura circundantes al halo, no se considera la posibilidad de una agregación intermitente, más notoria y violenta como lo es el mecanismo de *mergers*. Se ha mencionado ya que en particular los halos masivos, los cuales son tema de estudio de esta tesis, poseen tiempos de formación con poca dependencia con el medioambiente, aunque existen evidencias marginales que indicarían que poseen tiempos de formación más tardíos en ambientes sobredensos que subdensos. La explicación física dada por Wang et al., sería partidaria de la primera de estas posiciones, conjeturando una disminución de la capacidad del medioambiente a la hora de evitar que los halos agreguen el material circundante. La pregunta que surge ahora, y que apunta a clarificar el origen del *Assembly Bias* en halos masivos, es si la mayor tasa de *mergers* existente en ambientes de alta densidad, contribuye también a determinar tiempos de formación tardíos en los halos masivos que se encuentran en estas zonas.

Para comenzar a estudiar este supuesto, debe señalarse primero que los resultados siguientes son obtenidos haciendo uso de los halos identificados en la SIMMN, para la cual se cuenta con la información de los tiempos de formación. Adicionalmente, se utiliza la medida de subestructura Δ_{subh} , la cual también sólo puede computarse en esta simulación de alta resolución como se explicó en 3.2.2.

En la Figura 6.12 los colores rojo y azul representan a halos en el primer y último cuartil de densidad, usando δ_r (ver ecuación 5.2) como estimador de la densidad local en la cual se encuentran inmersos los halos. Las líneas llenas muestran, en ambos paneles, los rasgos del fenómeno de *Assembly Bias*, entendido como la dependencia, para distintos rangos de masa, del tiempo de formación con el medioambiente. En este caso se muestra la mediana de la distribución de tiempos de formación de los halos que pueblan cada rango de masa. Puede observarse un comportamiento que se revierte para masas $\sim 3.5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, el cual indica que en el régimen de masas menores a la mencionada los tiempos de formación de los halos son más tempranos en medioambientes densos (al igual que lo encontrado en diferentes trabajos para masas $\lesssim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$), mientras que para halos más masivos son aquellos que habitan en medioambientes subdensos los que poseen tiempos de formación más tempranos. Si bien la masa típica, $M \sim 3.5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, en la cual la relación tiempo de formación-medioambiente se revierte, es algo mayor que la

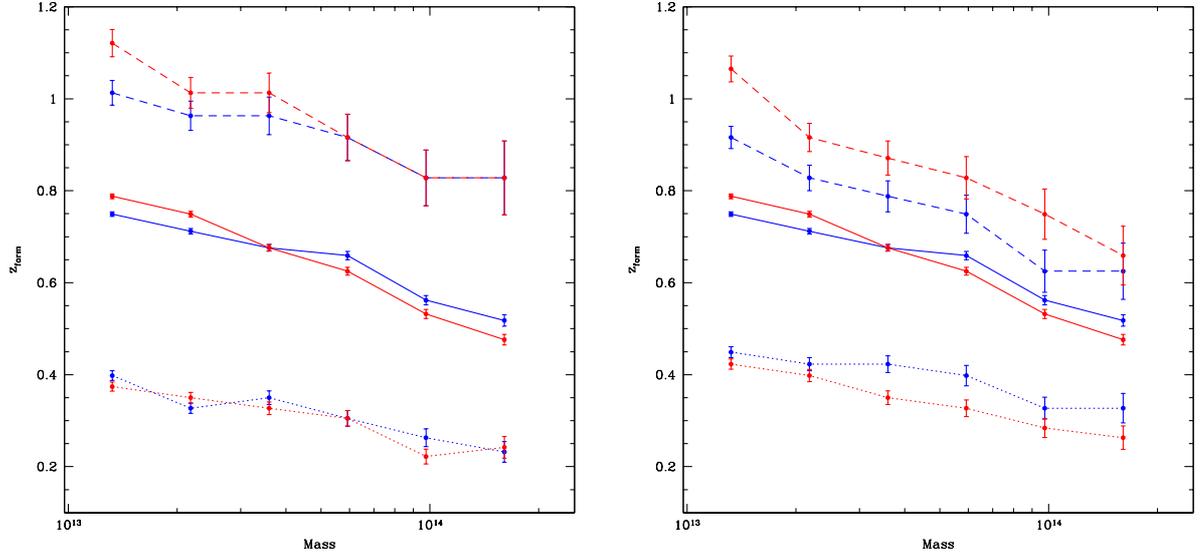


Figura 6.12: Dependencia del tiempo de formación con la masa para halos en distintos medioambientes. Los colores rojo/azul representan al 25% de los halos situados en las regiones de más alta/baja densidad según δ_r . Las líneas llenas, a rayas y de puntos denotan a la muestra total, de baja Δ y alta Δ , respectivamente.

encontrada en trabajos previos, la tendencia general es recuperada.

Se considera ahora la influencia de los episodios de *mergers* sobre la determinación de los tiempos de formación de los halos. Se asume para ello, que el grado de subestructura es reflejo de los mencionados eventos de agregación de masa. Volviendo a la Figura 6.12, se estudian por separado halos con alto y bajo grado de subestructura. En líneas de puntos se muestran los halos con alto grado de subestructura, mientras que las líneas a rayas representan a aquellos más virializados o con un bajo nivel de subestructura. En todos los casos los colores rojo y azul denotan halos en regiones de alta y baja densidad, respectivamente. El panel izquierdo muestra los resultados obtenidos con la estadística Δ como indicador de subestructura, a la vez que el panel derecho lo hace usando el índice Δ_{subh} , el cual se define en función de la masa del subhalo principal (ver 3.2.2). Los resultados más notorios indican que:

- Los halos más virializados (líneas a rayas), muestran signos de obedecer al comportamiento de *Assembly Bias* observado en halos de baja masa, a saber, que halos en regiones de alta densidad poseen tiempos de formación más tempranos que halos en

ambientes subdensos. El efecto desaparece en el régimen de alta masa cuando se considera a la estadística- Δ como indicador de subestructura, mientras que está presente para todo el rango de masa estudiado si se toma en cuenta Δ_{subh} . Es preciso aclarar que este último resultado, concerniente a Δ_{subh} , puede encontrarse influenciado por los problemas señalados en la sección 3.2.3, donde se detectó una sobreabundancia ficticia de halos jóvenes con bajo índice Δ_{subh} . La manera en que este hecho afectaría a los resultados mostrados en la Figura 6.12, sería consistente con un desplazamiento hacia valores menores de z_{form} de los halos sin subestructura.

- Los halos con alto grado de subestructura (líneas de puntos) no muestran dependencia del tiempo de formación con la densidad del medio cuando se utiliza la estadística Δ . Por el contrario, si se eligen los halos con elevada subestructura de acuerdo al índice Δ_{subh} , se obtiene que son los halos en ambientes subdensos, con respecto a aquellos situados en ambientes de alta densidad, los que poseen tiempos de formación más tempranos. Lo cual indicaría que los tiempos de formación de halos en altas densidades poseen un sesgo hacia valores tardíos originado por la agregación de masa vía *mergers*, reflejándose esto en sus índices altos de subestructura. En este caso, las mencionadas falencias en la cantidad Δ_{subh} indicarían una carencia no real de sistemas jóvenes con subestructura, debido a la incapacidad del método de detectarla bajo ciertas configuraciones geométricas, lo cual, en términos de la Figura 6.12 significa que faltan considerar halos en los resultados mostrados en líneas de puntos.

Como primera conclusión, puede decirse que los efectos del *Assembly Bias* estarían presentes en la población de halos con bajo grado de subestructura o más virializados. Ambos estimadores de subestructura son capaces de mostrar este hecho, aunque en el caso de Δ los halos con masas $\gtrsim 6 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ mantendrían sus z_{form} invariantes ante la densidad del medioambiente. El comportamiento de esta submuestra bien puede ser explicado como característico de una población de halos que ha dejado de agregar material en medioambientes calientes o densos, más otra que en ambientes de baja densidad tiene la posibilidad de seguir absorbiendo el material circundante, como lo explica Wang et al. (2007).

El índice Δ_{subh} muestra, por otro lado, que la situación podría cambiar cuando se consideran los halos que reflejan haber sido perturbados por eventos de *mergers*. Estos halos, cuando ubicados en medioambientes sobredensos, encontrarían en el mecanismo de fusión con otros halos, la posibilidad de seguir agregando material mostrándose más jóvenes que aquellos que, en ambientes subdensos, poseen una menor tasa de *mergers* y

por lo tanto una menor razón de agregación de masa. No obstante, el sesgo encontrado en este índice sumado a la carencia de correlación z_{form} -medioambiente reflejada por Δ_{subh} , quitan relevancia a esta declaración.

Finalmente, dado que en la literatura existente hasta el momento se han encontrado sólo resultados marginales concernientes al *Assembly Bias* en halos de masas $\gtrsim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, cabe señalar un posible enmascaramiento del mismo, proveniente de la compleja confluencia de sistemas en distintos estados evolutivos, presente en ambientes sobredensos.

7 Discusión Final y Conclusiones

En el presente trabajo se han utilizado halos de materia oscura de tamaños comparables a grupos y cúmulos pobres de galaxias, identificados con un algoritmo FOF en simulaciones cosmológicas Λ CDM, con el fin de estudiar una diversidad de propiedades tales como forma, índices de subestructura, dispersión de velocidades, varios ángulos de alineamiento, tiempos de formación y de último *merger* mayor, distribución espacial, entre otras. Dependiendo del tipo de análisis, los halos menos masivos utilizados poseen al menos 130 (SIMA) o ~ 1200 (SIMMN) partículas, alcanzando en ambos casos una masa mínima de $M \sim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$.

Luego de aplicado el algoritmo FOF no se realiza sobre los halos identificados ningún procedimiento destinado a remover aquellos halos con estados pobres de virialización. Se considera que estos sistemas forman también parte del Universo observado por lo que resultan objetos de interés de esta tesis. Los diferentes estados evolutivos por los que atraviesa una población de halos de una dada masa pueden así ser estudiados, con el costo de una posible contaminación de la muestra de halos por parte de objetos mal identificados por el algoritmo.

Se demuestra que los índices de subestructura propuestos sirven al propósito de caracterizar el estado de virialización de un halo. No obstante, se encuentran falencias en Δ_{subh} al pretender detectar subestructura en sistemas jóvenes que hayan atravesado recientes eventos de *merger* mayor y que transitoriamente muestren morfologías aproximadamente esféricas. El índice Δ , por su parte, presenta un sesgo importante -no detectado en el índice Δ_{subh} - que depende de la resolución numérica de los halos y del número de partículas que se emplee para su cálculo. Comprendido este comportamiento en el cálculo de la estadística- Δ , la misma demuestra ser una herramienta poderosa a la hora de separar muestras de halos caracterizadas por estados evolutivos diferentes.

Teniendo en cuenta el sesgo señalado en el párrafo precedente, se computa la estadística- Δ en grupos de galaxias reales, con más de diez galaxias miembros, identifica-

dos con un algoritmo FOF adaptado para tal fin, haciendo uso de la sexta liberación de datos del catálogo Sloan. La gran cantidad de sistemas extraídos le confiere a los resultados significancia estadística, pese a que los sistemas con menos miembros sólo poseen diez galaxias. Se estudia el grado de confiabilidad de las mediciones obtenidas y el error introducido por el bajo número de miembros. Dentro de un margen aceptable de error se concluye que aproximadamente el 40% de los cúmulos ricos de galaxias con masas $M > 1 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ poseen detecciones significativas de subestructura, con un nivel de confianza $> 99\%$. Con respecto a los sistemas de masas más bajas, se encuentra, con el mismo nivel de confianza, que al menos $\sim 10\%$ de los mismos evolucionan, al igual que los cúmulos ricos, vía la agregación de estructuras más pequeñas, de acuerdo al modelo jerárquico.

La relación estudiada entre la morfología y la dinámica de los halos de materia oscura revela que existe un amplio rango dinámico de dispersiones de velocidades y formas para halos de una dada masa. Al contrario de lo que se espera dado el Teorema del Virial, según el cual la masa de un halo es proporcional al cuadrado de su dispersión de velocidades, se pueden observar halos de una misma masa pero con diferencias significativas en sus estados dinámicos, estimadas a través de sus dispersiones de velocidades. De hecho, la presencia de halos en diferentes estados evolutivos es la situación responsable de la tendencia encontrada $c/a - \sigma_v$, según la cual los halos con formas más esféricas poseen dispersiones de velocidades más altas. En sus procesos de evolución, y hasta alcanzar un estado de equilibrio virial, los halos adquieren pozos de potenciales más profundos capaces de acelerar sus partículas miembros. Como implicancia directa los halos muestran un aumento en sus dispersiones de velocidades que es acompañado por la adquisición, característica propia de sistemas más relajados, de morfologías más esféricas. Los halos más viejos o con eventos de *mergers* registrados en tiempos tempranos, dejan de mostrar la correlación forma-dispersión de velocidades, lo cual se debe a que una vez alcanzado el equilibrio virial, situación esperada en estos halos viejos, las mencionadas propiedades se estabilizan en un valor dado, que debiera guardar relación con lo establecido por el Teorema del Virial. Los halos jóvenes, por su parte, siguen mostrando una fuerte y bien definida correlación, como si por ellos mismos pudiesen dar cuenta de los distintos estadios presentes en el proceso de virialización. Las altas dispersiones de velocidades encontradas entre estos sistemas son adjudicadas a eventos tardíos de *mergers* mayores, capaces de acelerar las partículas involucradas hasta alcanzar velocidades que pueden ser incluso mayores que las mostradas por los halos virializados de igual masa (cabe

destacar que esta submuestra de halos podría encontrarse contaminada por sistemas mal identificados). El proceso mencionado puede además estar acompañado por morfologías transitoriamente esféricas, lo cual posiciona a ciertos halos jóvenes en la misma región del espacio $c/a - \sigma_v$ que los halos más virializados.

El comportamiento de la relación precedentemente descrita al considerar la información proveniente de la subestructura de los halos, señala que típicamente no existen halos con escasa señal de subestructura y que a la vez posean dispersiones de velocidades bajas y formas elongadas. Por el contrario, y coherentemente con lo mencionado en el párrafo anterior, los halos con fuertes signos de subestructura (que debieran además ser halos jóvenes) abarcan un amplio rango de formas y dispersiones de velocidades.

La dependencia de las propiedades de los halos con el medioambiente se introduce primeramente al dividir la muestra de halos en tres submuestras, de acuerdo a sus distancias a la estructura masiva más cercana. Se utiliza el algoritmo- Δ para decidir si un halo posee o no subestructura, considerándolo además como un indicador del estado dinámico de los halos. Los efectos de resolución introducidos en el cálculo del índice- Δ , son tenidos en cuenta al caracterizar las submuestras según su nivel de subestructura.

Los resultados obtenidos de este primer estudio ambiental pueden resumirse en los siguientes:

i) La bien conocida relación entre masa y forma de los halos tiene además una dependencia con el medioambiente. Los halos situados a distancias menores a los "cúmulos" masivos muestran un corrimiento sistemático hacia cocientes axiales más altos (i.e. son más esféricos), con respecto a halos de igual masa pero a distancias mayores, un hecho que es verdadero para todo el rango de masas estudiado.

ii) La dispersión de velocidades de halos de igual masa muestra dependencia con el medioambiente en el extremo de masas bajas. Sólo cerca de "cúmulos" masivos, los halos con subestructura, poseen dispersiones de velocidades más altas con respecto a aquellos, de masas similares, con bajo índice de subestructura. Resultado que probablemente sea consecuencia de la influencia del "cúmulo" sumada a la más alta tasa de *mergers* existente en regiones de alta densidad. Este hecho es reflejado ciertamente, por el aumento en la fracción de halos con subestructura en medioambientes sobredensos. Por el contrario, los halos ubicados lejos de los "cúmulos" masivos no exhiben este mismo comportamiento: la tendencia dispersión de velocidades-masa es invariante, independientemente de la presencia o no de subestructura. La dispersión de velocidades de halos de alta masa no parece estar afectada por el medioambiente, como tampoco

aquella de cualquier halo que se encuentre a una distancia mayor a $\sim 10h^{-1}\text{Mpc}$ del "cúmulo" vecino más cercano.

iii) La influencia del medioambiente se ve también reflejada en el alineamiento interno de los ejes principales de los elipsoides de densidad y de velocidades. Tal alineamiento es más pronunciado para "grupos" de alta masa, probablemente debido a que sus formas elongadas están mejor definidas por sus velocidades, mientras que se debilita en el entorno de los "cúmulos", donde la influencia de estos últimos y la alta densidad de los alrededores es más fuerte. Es aún menor para halos con alto grado de subestructura, lo cual refleja el hecho que durante o luego de un evento de *merger*, el espacio de fases de un halo es significativamente perturbado.

iv) Los vectores momento angular y eje menor de los halos se encuentran por lo general alineados, efecto que aumenta si los halos poseen subestructura. Esta relación no parece depender fuertemente del medioambiente. Sin embargo debe recordarse que las incertezas en la medición del momento angular son más bien grandes debido a efectos de resolución.

v) A escalas grandes se confirman alineamientos entre la orientación de un halo y la dirección a su "cúmulo" vecino más cercano, lo cual probablemente refleje la orientación del filamento dentro del cual se encuentra embebido. El eje menor/mayor de un halo se posiciona perpendicular/paralelo a la dirección del filamento, mientras que la señal de ambos alineamientos es más notoria cerca de los "cúmulos" masivos y para halos sin subestructura.

En general se encuentra que las propiedades de los halos estudiadas en esta tesis como función de la distancia al "cúmulo" más cercano, muestran una fuerte dependencia con el grado de subestructura. Dado que un elevado índice Δ se relacionaría con un evento de *merger* reciente o en curso, se podría inferir que la influencia de la vecindad inmediata en el entorno de los "cúmulos" no es menos importante que la influencia del "cúmulo" mismo.

Existen al menos dos mecanismos involucrados en la evolución de la forma, la dispersión de velocidades y los alineamientos de los halos, a saber, el tiempo de formación (e.g. Gottlöber et al. 2001, Sheth & Thormen 2004) y la influencia del medioambiente inmediato. En esta tesis se abordó principalmente el último aspecto del problema.

Por un lado, los halos que se forman en ambientes de alta densidad colapsan primero, por lo que tendrían en media más tiempo para evolucionar y tomar formas más esféricas, con respecto a halos de masas similares formados en regiones de baja densidad. Sin em-

bargo, en los ambientes de alta densidad, un factor que se opone y perturba la naturaleza virial de estos halos más viejos, es la sobreabundancia de sistemas que inducen *mergers* e interacciones entre halos. Los procesos de *mergers* en medioambientes de alta densidad ocurren de acuerdo a la distribución anisotrópica de materia, la cual define las orientaciones de los filamentos a gran escala. Esto se refleja en el alineamiento del eje menor de los halos con el momento angular y el alineamiento del eje mayor con la orientación del filamento, definido como la dirección entre el halo y su "cúmulo" vecino más cercano.

El aumento de la dispersión de velocidades de los halos que poseen subestructura significativa cerca de los "cúmulos" masivos, con respecto a halos de igual masa con baja subestructura o en regiones de baja densidad, podría ser atribuido a una tasa más elevada de *mergers* presente en el ambiente sobredenso que rodea a un "cúmulo" masivo.

Por otro lado, se presenta evidencia a favor de recientes hallazgos teóricos que señalan que el "*halo bias*" depende de otro parámetro además de la masa (como edad y concentración). Dado el método utilizado para separar muestras de halos caracterizadas por distribuciones disímiles de la propiedad a estudiar, es posible la construcción de dos submuestras de halos que, además de poseer un número relevante de sistemas, tienen la importante propiedad de anular los efectos introducidos por la masa en la señal de autocorrelación. Se detecta la existencia de varias propiedades internas de los halos que dependen no sólo de la masa de los mismos sino también del medioambiente en el cual se forman.

Entre estas propiedades se cuentan: el índice de subestructura Δ , la forma, la dispersión de velocidades, el módulo del momento angular y el alineamiento entre los ejes principales de la distribución espacial y de velocidades. Se mide una mayor señal de autocorrelación en aquellas submuestras compuestas por sistemas con alto grado de subestructura, esfericidad, dispersión de velocidades y módulo del momento angular. Por su parte, se observa una fuerte dependencia del alineamiento entre los autovectores correspondientes al eje mayor de los tensores de forma y de anisotropía de velocidades, a mejor alineamiento más baja la señal de correlación. El alineamiento existente entre el eje menor de los halos y el momento angular no muestra dependencia con el *clustering* de los objetos.

Se ha investigado además la fortaleza de la señal de autocorrelación de grupos de galaxias extraídos del Catálogo Sloan como función de varias propiedades internas de los mismos, encontrándose que la distribución espacial de los grupos depende de algunas de ellas. Así se otorga evidencia observacional a favor de lo hallado en las simulaciones.

Considerando que el *Assembly Bias*, entendido en este caso como la dependencia del *clustering* con el tiempo de formación de los halos, se vuelve prácticamente insignificante para masas $\gtrsim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ (lo cual significa que los halos masivos se agrupan de manera similar independientemente de sus edades de formación), no puede decirse que sea ésta la causa de las diferencias encontradas entre las distribuciones espaciales de halos con alto y bajo valor nominal de la propiedad elegida para testear dicho fenómeno. En otras palabras, y como conclusión fuerte de esta tesis, se señala que no sería exclusivamente la diferencia entre el tiempo de formación para halos en distintos medioambientes el factor determinante del *Assembly Bias*, al menos en el régimen de masas altas. Siendo otra alternativa que las definiciones de tiempo de formación utilizadas hasta el momento no sean las adecuadas para detectar el mencionado fenómeno, el cual podría encontrarse indirectamente enmascarado por la coexistencia en un dado medioambiente de sistemas en diferentes estados evolutivos con similares tiempos de formación.

Al investigar el origen físico del *Assembly Bias* sumando al tiempo de formación la información proveniente de los índices de subestructura estudiados en esta tesis, los cuales dan información acerca del estado dinámico de los halos, se manifiestan evidencias de que los halos más virializados tendrían sus tiempos de formación correlacionados con el medioambiente, no de la manera en que se encuentra en la literatura sino por el contrario siguiendo el mismo comportamiento que para halos de masas $\lesssim 1 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. Es decir, los halos en regiones sobredensas mostrarían tiempos de formación típicamente más tempranos que en regiones de baja densidad. Lo cual podría explicarse, como lo hizo Wang et al. (2007), como originado por un decremento en la tasa de material agregado por estos sistemas debido al calentamiento *tidal*. En ambientes menos densos los sistemas tendrían la capacidad de seguir creciendo pero, dado que poseen bajos signos de subestructura, el canal principal de ganancia de masa no sería una agregación intermitente dirigida por *mergers*, sino más bien una agregación "difusa". La situación es menos clara para los halos con alta señal de subestructura o con estados pobres de virialización, cuya vía de crecimiento de masa se encuentra controlada por los eventos de *merger*. Los índices de subestructura influyen de una manera distinta al considerar diferentes medioambientes, no pudiéndose arribar a una conclusión confiable.

Independientemente del origen del *Assembly Bias*, las diferencias estudiadas en el modo de agruparse de poblaciones con distribuciones diferenciadas de la misma propiedad, reflejan las debilidades de los modelos teóricos que describen el *clustering* y el contenido galáctico sólo en términos de las masas de los sistemas involucrados.

Los resultados obtenidos en esta tesis demuestran que claramente existe una impronta fuerte del medioambiente durante la formación de los halos de materia oscura. Dado que se espera que las propiedades de las galaxias que se forman dentro de un halo, dependan de la historia de formación de este último, tales efectos medioambientales podrían tener importantes implicaciones para la formación de galaxias en diferentes medioambientes.

8 Agradecimientos

A Manolis Plionis, por su inagotable energía griega.

A DGL.

A Manuel Merchán.

A mi breve pero enorme familia: Toli, Yor y Soco.

A la capi Lili, a mi hermana Nori, a la coya Anita, a La Profe y a la chamán Choza, por tanto cariño, tanta alegría y tanta gloria.

Bibliografía

- [Abbas & Sheth (2006)] Abbas U., & Sheth R.K., 2006, MNRAS, 372, 1749.
- [Allgood et al. (2006)] Allgood B.F., Flores A., Primack J.R., Kravtsov A.V., Wechsler R.H., Faltenbacher A., Bullock J.S., 2006, MNRAS, 367, 1781.
- [Altay et al. (2006)] Altay G., Colberg J.M., Croft R.A.C., 2006, MNRAS, 370, 1422.
- [Aragón-Calvo et al. (2007)] Aragón-Calvo M.A., van de Weygaert R., Jones B.J.T., van der Hulst J.M., 2007, ApJ, 655, L5.
- [Avila-Reese et al. (2005)] Avila-Reese V., Colín P., Gottlöber S., Firmani C., Maulbetsch C., 2005, ApJ, 634, 51.
- [Ascacibar et al. (2006)] Ascacibar Y., Sevilla R., Yepes G., Müller V., Gottlöber S., 2006, MNRAS, 371, 193.
- [Bahcall et al. (2003)] Bahcall N.A., Dong F., Hao L., Bode P., Annis J., Gunn J.E., Schneider D.P., ApJ, 599, 814.
- [Bahcall & Soneira (1983)] Bahcall, N.A., Soneira, R.M., 1983, ApJ, 270, 20.
- [Baarden et al. (1986)] Bardeen J.M., Bond J.R., Kaiser N., Szalay A.S., 1986, ApJ, 304, 15.
- [Baier (1979)] Baier F., 1979, AN, 300, 85.
- [Bailin & Steinmetz (2005)] Bailin J., & Steinmetz M., 2005, ApJ, 627, 647.
- [Basilakos et al. (2006)] Basilakos S., Plionis M., Yepes G., Gottlöber S., Turchaninov V., 2006, MNRAS, 365, 539.

- [Beers et al., 1990] Beers T.C., Flynn K., Gebhardt K., 1990, *AJ*, 100, 32.
- [Bergstrom (2000)] Bergstrom L., 2000, *Rept. Prog. Phys.*, 63, 793.
- [Berlind & Weinberg (2002)] Berlind A.A., & Weinberg D.H., 2002, *ApJ*, 575, 587.
- [Berlind et al. (2006)] Berlind A.A., Kazin E., Blanton M.R., Pueblas S., Scoccimarro R., Hogg D.W., 2006, *astro-ph/0610524*.
- [Bertschinger (2001)] Bertschinger E., 2001, *ApJS*, 137, 1.
- [Bett et al. (2007)] Bett P., Eke V., Frenk C.S., Jenkins A., Helly J., Navarro J., 2007, *MNRAS*, 376, 215.
- [Bird (1993)] Bird C.M., 1993, Ph.D.thesis, Univ. Minnesota.
- [Bird (1994)] Bird C.M., 1994, *AJ*, 107, 1637.
- [Bond et al. (1991)] Bond J.R., Cole S., Efstathiou G., Kaiser, N., 1991, *ApJ*, 379, 440.
- [Bower et al. (2006)] Bower R. G., Benson A. J., Malbon R., Helly J. C., Frenk C. S., Baugh C. M., Cole S., Lacey C. G., 2006, *MNRAS*, 370, 645.
- [Bullok (2002)] Bullok J.S., 202, in Natarajan P., ed., *The Shapes of Galaxies and their Dark Matter Haloes*. World Scientific Press, Singapore, p. 109.
- [Buote & Tsai (1995)] Buote D., & Tsai J.C., 1995, *ApJ*, 452, 522.
- [Burgett et al. (2004)] Burgett W.S. et al., 2004, *MNRAS*, 352, 605.
- [Catelan al. (1998)] Catelan P., Lucchin F., Matarrese S., Porciani C., 1998, *MNRAS*, 297, 692.
- [Clowe et al. (2006)] Clowe D., Bradac M., Gonzalez A.H., et al., 2006, *ApJ*, 648, L109.
- [Coil et al. (2006)] Coil A.L. et al., *ApJ*, 638, 668.
- [Cole & Kaiser (1989)] Cole S. & Kaiser N., 1989, *MNRAS*, 237, 1127.

- [Cole et al. (2005)] Cole S. et al., MNRAS, 362, 505.
- [Contaldi et al. (2003)] Contaldi C.R., Hoeksstra H., Lewis A., Phys. Rev. Lett., 90, 22.
- [Cooray & Sheth (2002)] Cooray A., & Sheth R., 2002, Phys. Rep., 372,1.
- [Croton et al. (2006)] Croton D.J., Springel, V., White S.D.M., De Lucia G., Frenk C.S., Gao L., Jenkins A., Kauffmann G., Navarro J.F., Yoshida N., 2006, MNRAS, 365, 11.
- [Croton et al. (2007)] Croton D.J., Gao L., White S.D.M., 2007, MNRAS, 374, 1303.
- [Dalcanton, Spergel & Summers (1997)] Dalcanton J.J., Spergel D.N., & Summers F.J., 1997, ApJ, 482, 659.
- [Davis et al. (1985)] Davis M., Efstathiou G., Frenk C.S., White S.D.M., 1985, ApJ, 292, 371.
- [De Lucia et al. (2006)] De Lucia G, Springel V., White S.D.M., Croton D., Kauffmann G., 2006, MNRAS, 366, 499.
- [Desjacques (2007)] Desjacques V., 2007, astro-ph/0707.4670.
- [Dressler & Shectman (1988)] Dressler A., & Shectmann S.A., 1988, AJ, 95, 985.
- [Dubinski (1992)] Dubinski J., 1992, ApJ, 401, 441.
- [Durrer et al. (2002)] , 2002, Phys.Rept., 1.
- [Einasto et al. (2003)] Einasto M., Einasto J., Müller V., Heinämäki P., Tucker D.L., 2003, A & A, 395, 1.
- [Einasto et al. (2005)] Einasto M., Suhhonenko I., Heinämäki P., Einasto J., Saar E., 2005, A & A, 436, 17.
- [Eke et al., 1996] Eke, V.R., Cole, S., Frenk, C.S., 1996, MNRAS, 282, 263.
- [Escalera et al. (1994)] Escalera E., Biviano A., Girardi M., et al., 1994, ApJ, 423, 539.
- [Espino-Briones et al. (2007)] Espino-Briones N., Plionis M., Ragone-Figueroa C., 2007, ApJ, 666, L5.

- [Efstathiou et al. (1998)] Efstathiou G., Frenk C.S., White S.D.M., Davis M., 1988, MNRAS, 235, 715.
- [Fakhouri & Ma (2008)] Fakhouri O., & Ma Ch-P., 2008, astro-ph/0808.2471.
- [Faltenbacher et al. (2002)] Faltenbacher A., Gotlöber S., Kerscher M., Müller V., 2002, A & A, 395.
- [Faltenbacher et al. (2005)] Faltenbacher A., Allgood B., Gotlöber S., Yepes G., Hoffman Y., 2005, MNRAS, 362, 1099.
- [Faltenbacher et al. (2006)] Faltenbacher A., Gotlöber S., Mathews G., 2006, astro-ph/0609615.
- [Faltenbacher et al. (2007)] Faltenbacher, A., Hoffman, Y., Gotlöber, S., Yepes, G., 2007, MNRAS, 376, 1327.
- [Feldman, Kaiser & Peacock (1994)] Feldman H.A., Kaiser N., Peacock J.A., 1994, ApJ, 426,23.
- [Fitchett & Webster (1987)] Fitchett M.J., & Webster R., 1987, ApJ, 317, 653.
- [Forman et al. (1981)] Forman W., Bechtold J., Blair W., Giacconi R., Van Speybroek L., Jones C., 1981, ApJ, 243, L133.
- [Franx et al. (1991)] Franx M., Illingworth G., de Zeeuw T., 1991, ApJ, 383, 112.
- [Gao et al. (2004)] Gao L., White S.D.M., Jenkins A., Stoehr F., Springel V., 2004, MNRAS, 355, 819.
- [Gao et al. (2005)] Gao L., Springel V., White S.D.M., 2005, MNRAS, 363, L66.
- [Gao & White (2007)] Gao L., & White S.D.M., 2007, MNRAS, 377, L5.
- [Geller & Beers (1982)] Geller M.J., & Beers T.C., 1982, PASP, 94, 421.
- [Gottlöber et al. (2001)] Gottlöber S., Klypin, A., Kratsov, A.V., 2001, ApJ, 546, 223.
- [Gottlöber et al. (2006)] Gottlöber S., Yepes G., Wagner C., Sevilla R., 2006, astro-ph/0608289.

-
- [Gottlöber & Turchaninov (2006)] Gottlöber S., & Turchaninov V., in Mamon G.A., Combes F., Deffayet C., Fort V.B., eds, EAS Publ. Ser. Vol 20, Mass Profiles and Shapes of Cosmological Structures. EDP Sciences, Les Ulis Cedex A, p.25.
- [Gottlöber & Yepes (2007)] Gottlöber S., & Yepes G., 2007, ApJ, 664, 117.
- [Grebenev et al. (1995)] Grebenev S.A., Forman W., Jones C., Murray S., 1995, ApJ, 445, 607.
- [Groth & Peebles (1977)] Groth, E.J., Peebles, P.J.E., 1977, ApJ, 217, 385.
- [Guth (1981)] Guth, 1981, Phys. Rev. D, 23, 347.
- [Hahn et al. (2007)] Hahn O., Porciani C., Carollo C.M., Dekel A., 2007, MNRAS, 375, 489.
- [Hahn et al. (2008)] Hahn O., Porciani C., Dekel A., Carollo C.M., 2008, astro-ph/0803.4211.
- [Harker et al. (2006)] Harker G., Cole S., Helly J., Frenk C., Jenkins A., 2006, MNRAS, 367, 1039.
- [Helly et al. (2003)] Helly J.C., Cole S., Frenk C.S., Baugh C.M., Benson A., Lacey C., 2003, MNRAS, 338, 903.
- [Hinshaw et al. (2007)] Hinshaw G., et al., 2006, ApJS, 170, 335.
- [Hopkins et al. (2005)] Hopkins P.F., Bahcall N.A., Bode P., 2005, ApJ, 618, 1.
- [Jing (1998)] Jing J.P., 1998, ApJ, 503, L9.
- [Jing (2000)] Jing J.P., 2000, ApJ, 535, 30.
- [Jing, Mo & Börner (1997)] Jing Y.P., Mo, H.J., & Börner, G., 1998, ApJ, 494, 1.
- [Jing & Suto (2002)] Jing Y.P., Suto Y., 2002, ApJ, 574, 538.
- [Kasun & Evrard (2005)] Kasun S.F., & Evrard A.E., 2005, ApJ, 629, 781.
- [Kauffmann et al. (1999)] Kauffmann G., Colberg J.M., Diaferio A., White S.D.M., 1999, MNRAS, 303, 188.

- [Klypin et al. (1999)] Klypin A., Kravtsov A., Mullock J.S., Primack J.R., 2001, ApJ, 554, 903.
- [Klypin et al. (2001)] Klypin A., Gottlöber S., Kravtsov A., Khokhlov A.M., 1999, ApJ, 516, 530.
- [Klypin et al. (2003)] Klypin A., Hoffman Y., Kravtsov A., Gottlöber S., 2003, ApJ, 596, 19.
- [Knebe & Müller (1999)] Knebe, A., & Müller, V., 2000, A&A, 354, 761.
- [Kolokotronis et al. (2001)] Kolokotronis V., Basilakos S., Plionis M., Georgantopoulos I., 2001, MNRAS, 320, 49.
- [Landy & Szalay (1993)] Landy S.D, & Szalay A.S., 1993, ApJ, 412, 64.
- [Lacey & Cole (1993)] Lacey C., & Cole S., 1993, MNRAS, 262, 627.
- [Lacey & Cole (1994)] Lacey C., & Cole S., 1994, MNRAS, 271, 676.
- [Lee (1979)] Lee K.L., 1979, J. Am. Stat. Assoc., 74, 708.
- [Lemson & Kauffmann (1999)] Lemson G., & Kauffmann G., 1999, MNRAS, 302, 111..
- [Lopes et al. (2006)] Lopes P.A.A., de Carvalho R.R., Capelato H.V., Gal R.R., Djorgovski S.G., Brunner R.J., Odewahn,S.C., Mahabal A.A., 2006, ApJ, 648, 209.
- [Li, Mo & Gao (2008)] Li Y., Mo H.J, Gao L., 2008, astro-ph/0803.2250.
- [Lu et al. (2006)] Lu Y., Mo H.J., Katz N., Weinberg M.D., 2006, MNRAS, 368, 1931.
- [Ma & Bertschinger (1995)] Ma C.P., & Bertschinger E., 1995, ApJ, 455, 7.
- [Ma & Fry (2000)] Ma C.P., & Fry J.N., ApJ, 543, 503.
- [Macció et al. (2007)] Macció A.V., Dutton A.A., van den Bosch F.C., Moore B., Potter D., Stadel J., MNRAS, 378, 55.
- [Maddox et al. (1990)] Maddox, S., Efstathiou, G., Sutherland, W., y Loveday, J., 1990, MNRAS, 243, 692.

- [Markevitch et al. (2004)] Markevitch M., Gonzalez A.H., Clowe D., et al., 2004, *ApJ*, 606, 819.
- [Maulbetsch et al. (2007)] Maulbetsch C., Avila-Reese V., Colín P., Gottlöber S., Khalatyan A., Steinmetz M., 2007, *ApJ*, 654, 53.
- [Merchán & Zandivarez (2002)] Merchán M.E., & Zandivarez A., 2002, *MNRAS*, 335, 216.
- [Mo et al. (2005)] Mo H.J., Yang X., van den Bosch F.C., Katz N., 2005, *MNRAS*, 363, 1155.
- [Mo, Mao & White (1998)] Mo H.J., Mao S., & White S.D.M., 1998, *MNRAS*, 295, 319.
- [Mo, Jing & Börner (1997)] Mo H.J., Jing Y.P., & Börner G., 1997, *MNRAS*, 286, 979.
- [Mo & White (1996)] Mo H.J., & White S.D.M., 1996, *MNRAS*, 282, 347.
- [Mohr et al. (1995)] Mohr J.J., Evrard A.E., Fabricant D.G., Geller M.J., 1995, *ApJ*, 447, 8.
- [Mulchaey & Zabludoff (1998)] Mulchaey J., & Zabludoff A., 1998, *ApJ*, 496, 73.
- [Padilla et al. (2004)] Padilla N.D. et al., 2004, *MNRAS*, 352, 211.
- [Paz et al. (2006)] Paz D.J., Lambas D.G., Padilla N., Merchán M., 2006, *MNRAS*, 366, 1503.
- [Padmanabhan (1993)] Padmanabhan T., 1993, *Structure Formation In The Universe*, Cambridge University Press, Cambridge, England.
- [Peacock & Smith (2000)] Peacock J.A., & Smith R.E., 2000, *MNRAS*, 318, 1144.
- [Peebles (1975)] Peebles, P.J.E., 1975, *ApJ*, 196, 647.
- [Peebles & Hauser (1974)] Peebles, P.J.E., Hauser, M.G., 1974, *ApJS*, 28, 19.
- [Peebles (1993)] Peebles, P.J.E., *Principles of physical cosmology*, 1993, Princeton University Press.
- [Pinkney et al. (1996)] Pinkney J., Roettiger K., Burns J.O., Bird C.M., 1996, *ApJS*, 104, 1.

- [Plionis & Basilakos (2002)] Plionis M., & Basilakos S., MNRAS, 329, L47.
- [Plionis, Ragone-Figueroa & Basilakos (2006)] Plionis M., Ragone-Figueroa C., & Basilakos S., 2006, in Saviane I., Ivanov V., Borissova J., eds, ESO Astrophysics Symp., Groups of Galaxies in the Nearby Universe. Springer-Verlag, Berlin.
- [Plionis, Basilakos & Ragone-Figueroa (2006)] Plionis M., Basilakos S., & Ragone-Figueroa C., 2006, ApJ, 650, 770.
- [Porciani et al. (2002a)] Porciani C., Dekel A., Hoffman Y., 2002a, MNRAS, 332, 325.
- [Porciani et al. (2002a,b)] Porciani C., Dekel A., Hoffman Y., 2002b, MNRAS, 332, 339.
- [Press et al. (1986)] Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.S., Vetterling W.T., Numerical Recipes, Cambridge University Press, 1986.
- [Ragone et al. (2004)] Ragone C.J., Merchán M., Muriel H., Zandivárez A., 2004, MNRAS, 350, 983.
- [Ragone-Figueroa & Plionis (2007)] Ragone-Figueroa C., Plionis, M., 2007, MNRAS, 377, 1785.
- [Ramella et al. (2007)] Ramella M., Biviano A., Pisani A., Varela J., Bettoni D., Couch W.J., D’Onofrio M., Dressler A., Fasano G., Kjorgaard P., Moles M., Pignatelli E., Poggianti B.M., A & A, 470, 39.
- [Richstone et al. (1992)] Richstone D., Loeb A., Turner E.L., 1992, ApJ, 393, 477.
- [Salvador-Solé et al. (1993)] Salvador-Solé E., Sanroma M., Gonzales-Casado G., 1993, ApJ, 402, 398.
- [Sandvik et al.(2007)] Sandvik H.B., Möller O., Lee J., White S.D.M., 2007, MNRAS, 377, 234.
- [Scoccimarro et al.(2001)] Scoccimarro R., Sheth R., Hui L., Jain B., 2001, ApJ, 546, 20.
- [Seljak (2000)] Seljak U., 2000, MNRAS, 318, 203.
- [Serna & Gerbal (1996)] Serna A., & Gerbal D., 1996, A&A, 309, 65.

- [Slezak et al. (1994)] Slezak E., Durret F., Gerbal D., 1994, AJ, 108, 1996.
- [Seljak & Warren (2004)] Seljak U., & Warren M.S., 2004, MNRAS, 355, 129.
- [Serna, Alimi & Scholl (1994)] Serna A., Alimi J.M. & Scholl H., 1994, ApJ, 427, 574.
- [Sheth, Mo & Tormen (2001)] Sheth R.K., Mo H.J., & Tormen G., 2001, MNRAS, 355, 129.
- [Sheth & Tormen (1999)] Sheth R.K., & Tormen G., 1999, MNRAS, 308, 119.
- [Sheth & Tormen (2004)] Sheth R.K., & Tormen G., 2004, MNRAS, 350, 1385.
- [Skibba et al. (2006)] Skibba R., Sheth R.K., Connolly A.J., Scraton R., 2006, MNRAS, 369, 68.
- [Solanes et al. (1999)] Solanes J.M., Salvador-Solé E., Gonzales-Casado G., 1999, A & A, 343, 733.
- [Spergel et al. (2007)] Spergel D.N., et al., 2007, ApJS, 170, 377.
- [Springel et al. (2001)] Springel V., Yoshida N., White S.M.D., 2001, New Astronomy, 6, 79.
- [Springel (2005)] Springel V., 2005, MNRAS, 364, 110.
- [Taruya & Suto (2000)] Taruya A., Suto Y., 2000, ApJ, 542, 559.
- [Taylor & Babul (2005)] Taylor J.E., & Babul A., 2005, MNRAS, 364, 515.
- [Tegmark et al.(2004)] 2004, ApJ, 606, 702.
- [Thomas et al. (1998)] Thomas P.A., Colberg J.M., Couchman H.M.P., et al., 1998, MNRAS, 296, 1061.
- [Tinker et al.(2005)] Tinker J.L., Weinberg D.H., Zhen Z., Zehavi I., 2005, ApJ, 631, 41.
- [Tormen (1997)] Tormen G., 1997, MNRAS, 290, 411.
- [Totsuji & Kihara (1969)] Totsuji, H., Kihara, T., 1969, Publ. Astron. Soc. Japan, 21, 221.

- [van den Bosch et al. (2005)] van den Bosch F., Tormen G., Giocoli C., 2005, MNRAS, 359, 1029.
- [van Haarlem & van de Weygaert (1993)] van Haarlem M., & van de Weygaert, R., 1993, ApJ, 418, 544.
- [Wang, Mo & Jing (2007)] Wang H.Y., Mo H.J., & Jing Y.P., 2007, MNRAS, 375, 633.
- [Wang et al. (2007)] Wang H.Y., Yang X., Mo H.J., van den Bosch F.C., Weinmann S.M., Chu Y., 2007, astro-ph/0711.4431.
- [Wechsler et al. (2002)] Wechsler R.H., Bullock J.S., Primack J.R., Kravtsov A.V., Dekel, A., 2002, ApJ, 568, 52.
- [Weinberg, 1972] Weinberg S., 1972, Gravitation and Cosmology, New York, Wiley.
- [Wechsler et al. (2006)] Wechsler R.H., Zentner A.R., Bullock J.S., Kravtsov A.V., Allgood B., 2006, ApJ, 652, 71.
- [West (1994)] West M.J., 1994, MNRAS, 268, 79.
- [West & Bothun (1990)] West M.J., & Bothun G.D., 1990, ApJ, 350, 36.
- [Wetzel et al. (2007)] Wetzel A.R., Cohn, J.D., White M., Holz D.E., Warren M.S., 2007, ApJ, 656, 139.
- [White & Rees (1978)] White S.D.M., & Rees M.J., 1978, MNRAS, 183, 341.
- [White & Frenk (1991)] White S.D.M., & Frenk C.S., 1991, APJ, 379, 52.
- [Yang, Mo & van den Bosch (2003)] Yang X., Mo, H.J., & van den Bosch F.C., 2003, MNRAS, 339, 1057.
- [Yang et al. (2005)] Yang X., Mo, H.J., van den Bosch F.C., Jing, Y.P., 2005, MNRAS, 357, 608.
- [Yang, Mo & van den Bosch (2006)] Yang X., Mo, H.J., & van den Bosch F.C., 2006, ApJ, 638, L55.
- [Yepes et al.(2004)] Yepes G., Ascacibar Y., Sevilla R., Gottlöber S., Müller V., 2004, Coloquio IAU, 195, Outskirts of Galaxy Clusters, ed. A. Diaferio (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 274

- [Zabludoff & Mulchaey (1998)] Zabludoff A., & Mulchaey J., 1998, ApJ, 498, L5.
- [Zapata et al. (2008)] Zapata T., Perez J., Padilla N., 2008, astro-ph/0804.4478.
- [Zel'Dovich (1970)] Zel'Dovich Y., 1970, A & A, 5, 84.
- [Zentner et al. (2005)] Zentner A.R., Berlind A., Bullock J.S., Wechsler R.H., Kravtsov A.V., Wechsler R.H. 2005, ApJ, 624, 505.
- [Zhao et al. (2003)a] Zhao D.H., Jing Y.P., Mo H.J., Börner G., 2003, APJ, 597, L9.
- [Zhao et al. (2003)b] Zhao D.H., Mo H.J., Jing Y.P., Börner G., 2003, MNRAS, 339, 12.
- [Zheng et al. (2005)] Zheng Z., et al., 2005, APJ, 366, 791.
- [Zhu et al. (2006)] Zhu G., Zheng Z., Lin W.P., Jing Y.P., Kang X., Gao L., 2006, APJ, 639, L5.