

CÓRDOBA

JULIO, 2018

TRABAJO FINAL DE LICENCIATURA
EN ASTRONOMÍA



DISTRIBUCIONES DE GALAXIAS EN VACÍOS CÓSMICOS

Autor:
IGNACIO GERMÁN ALFARO

Director:
ANDRÉS NICOLÁS RUIZ

FACULTAD DE MATEMÁTICA, ASTRONOMÍA Y FÍSICA
UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA



Esta obra está licenciada bajo la Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial 4.0 Internacional. Para ver una copia de esta licencia, visite <http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>.

RESUMEN

En este trabajo se estudia la función de correlación bipuntual de galaxias dentro de las grandes regiones subdensas de la estructura en gran escala del Universo, a las cuales denominamos voids. En primer instancia se miden las correlaciones en un catálogo sintético derivado de utilizar el modelo semi-analítico de Guo et al. (2011) en la simulación numérica Millennium. Los resultados obtenidos muestran que el pasaje entre el espacio real y el espacio de redshift tiene un efecto mucho menor en las correlaciones medidas en la distribución de galaxias dentro de los voids que en las obtenidas para el catálogo completo; esto implica que las primeras se encuentran menos afectadas por las distorsiones que provocan las velocidades peculiares de las galaxias. Para disminuir aun más la diferencia entre las correlaciones, se construyó un perfil de velocidad radial media en función de la distancia al centro del void y se lo restó a las velocidades peculiares de las galaxias que pueblan las regiones subdensas. Posteriormente se buscó aplicar los mismos procedimientos a datos observacionales extraídos del SDSS-DR7, obteniendo resultados consistentes con los de los datos sintéticos.

ABSTRACT

The aim of this work is to study the two-point correlation function inside the large subdense region of the large-scale structure in the universe known as voids. In the first instance the correlations are measured in a synthetic catalogue derived from the use of the semi-analytic of Guo et al. (2011) in the Millennium numerical simulation. The results obtained show that the passage between the real space and the redshift space have a much smaller affect in the correlations measured in the distribution of galaxies inside the voids than in the distribution of galaxies inside the voids than in the ones obtained for the complete catalogue. This implies that the first ones are less affected by the distortions provoked by the peculiar velocities of galaxies. In the order to reduce even more the difference between the correlations, a profile of the average radial velocity was created in function of the center of void's distance, and was subtracted from the peculiar velocities of the galaxies in the subdense region. After this, the same procedures were applied in the observational data extracted from the SDSS-DR7 and the results obtained were consistent with the synthetic data.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo está dedicado a toda mi familia y especialmente a mis viejos, Marcela Arroyo y Daniel Alfaro, que gracias a su esfuerzo y trabajo he podido estudiar lejos de mi provincia natal y dedicarme solamente a ello. Para ustedes el mayor de los agradecimientos, los amo.

Me gustaría agradecer además a mi director, Andrés Ruiz, que estuvo siempre disponible para guiarme y ayudarme con este trabajo, y a Diego G. Lambas, cuyos consejos fueron fundamentales para sortear las dificultades que se nos fueron presentando. A los dos gracias por su tiempo y paciencia.

Por último, agradezco a mis amigos, compañeros y compañeras, por compartir conmigo juntas, salidas y días de estudio, principalmente a mi hermano: Mati, gracias por estar siempre.

Índice general

Índice de Figuras	x
1. Estructura en Gran Escala	1
1.1. Principio Cosmológico	1
1.2. Inflación	4
1.3. Redshift cosmológico	5
1.4. Inestabilidades gravitatorias	6
1.5. Velocidades peculiares	9
2. Herramientas para describir la estructura en gran escala	11
2.1. Espectro de potencias y funciones de correlación	11
2.2. Relevamientos de galaxias	13
2.2.1. Distorsiones por velocidades peculiares	16
2.3. Simulaciones Numéricas	18
2.4. Simulación Millennium y modelo semi-analítico de Guo et al. (2011) .	19
3. Voids cósmicos, las grandes regiones subdensas del Universo	22
3.1. Galaxias en voids	24
3.2. Evolución dinámica de los voids	27
3.3. Velocidades de desplazamiento de los voids	29
3.4. Los voids como herramientas de estudio	31

4. Estudios de la distribución de galaxias dentro de los voids	34
4.1. Funciones de Correlación en la simulación Millennium	34
4.1.1. Identificación de los Voids	34
4.1.2. Comparaciones entre las funciones de correlación	38
4.2. El perfil de velocidad radial de los voids	45
4.3. Espacio corregido por outflow	46
4.4. Corrección por el efecto de outflow en datos observacionales	50
5. Conclusiones y planteamientos futuros	57
Bibliografía	59

Índice de figuras

1.1.	Relevamiento de galaxias del CfA de 1977, los puntos blancos representan la posición de las galaxias medidas a partir del centro, las regiones vacías de galaxias de los costados corresponden al plano de la Vía Lactea. Ya resulta vislumbrable la estructura en gran escala del Universo.	7
1.2.	Imagen de las fluctuaciones de temperatura en el Fondo Cósmico de Microondas en todo el cielo medidas por el satélite WMAP (Bennett C. L.; et al., 2013).	7
2.1.	Relevamiento en redshift del CfA en coordenadas ecuatoriales. La Gran Muralla se extiende en un arco de casi 6^h en ascensión recta (Imagen extraída del libro de Schneider, 2016).	14
2.2.	Posición de las galaxias en las seis tiras que componen en LCRS, definidas por su ascensión recta y la distancia a la Vía Lactea, medida en unidades de 1000km/s. El relevamiento contiene alrededor de 26000 galaxias (Imagen extraída de Schneider, 2016).	15
2.3.	Arriba: Superficie completa que abarcan los datos del SDSS DR7. Abajo: Los colores indican las diferentes tiras con 2.5° de ancho que componen la superficie total del relevamiento. Imagen tomada del trabajo de Wang et al. (2013).	16
2.4.	Estructura en gran escala descrita por las galaxias de la tira correspondiente al sector ecuatorial norte del SDSS. El ancho de la misma es de 2.5° y los colores de las galaxias están dados por el índice $g - r$.	17
2.5.	Función de masa medida en el SDSS DR7 (cruces negras y triángulos azules) y predicha por el modelo analítico de Guo et al. (2011) en las Simulaciones Millennium (línea roja) y MillenniumII (línea verde).	20

2.6.	Funciones de luminosidad en las bandas espectrales g, r, i y z del SDSS. Las líneas verdes representan la función luminosidad predicha por el modelo semi-analítico de Guo et al. (2011) utilizando las simulaciones Millennium y MillenniumII. Los triángulos negros son las funciones luminosidades medidas en las muestras de galaxias del SDSS a bajo redshift de Blanton et al., 2005.	21
3.1.	Corte transversal de una simlación numérica a la que se le aplicó el método de identificación de voids SVF bajo el criterio $\delta_{max}=-0.9$. Los voids identificados se representan con círculos azules y su centro como un punto del mismo color. La imagen fue extraída del trabajo de Padilla et al. (2005).	24
3.2.	Funciones de luminosidad calculadas por Hoyle et al. (2005). A la izquierda se ve el resultado para galaxias dentro de los voids y en las paredes, para muestras cercanas ($z < 0.025$) y lejanas ($0.034 < z < 0.089$). A la derecha se ve el resultado de combinar las muestras lejanas y cercanas.	25
3.3.	Arriba: Distribución del color $u-r$ para las muestras de galaxias cercanas ($z < 0.025$) completa, brillantes ($M_r \leq -17$) y débiles ($M_r > -17$), para galaxias dentro de los voids (línea sólida) y galaxias en las paredes (línea punteada). Abajo: Distribución del color $g-r$ para las mismas muestras que en la parte de arriba. Resultados extraídos del trabajo de Rojas et al. (2004).	26
3.4.	Arriba: Distribución del color $u-r$ para las muestras de galaxias lejanas ($0.034 < z < 0.089$) completa, brillantes ($M_r \leq -17$) y débiles ($M_r > -17$), para galaxias dentro de los voids (línea sólida) y galaxias en las paredes (línea punteada). Abajo: Distribución del color $g-r$ para las mismas muestras que en la parte de arriba. Resultados extraídos del trabajo de Rojas et al. (2004).	27
3.5.	Arriba: Distribución del ancho equivalente de la línea de emisión H_α para las muestras de galaxias cercanas ($z < 0.025$) completa, brillantes ($M_r \leq -17$) y débiles ($M_r > -17$), para galaxias dentro de los voids (línea sólida) y galaxias en las paredes (línea punteada). Abajo: Mismas distribuciones pero para las muestras de galaxias lejanas ($0.034 < z < 0.089$). Resultados extraídos del trabajo de Rojas et al. (2004).	28
3.6.	Distribución del ancho equivalente de la línea prohibida [OII] para las muestras de galaxias lejanas ($0.034 < z < 0.089$) completa, brillantes ($M_r \leq -17$) y débiles ($M_r > -17$), para galaxias dentro de los voids (línea sólida) y galaxias en las paredes (línea punteada). Figura tomada del trabajo de Hoyle et al. (2005).	29

3.7.	Evolución de dos voids adyacentes. La imagen se tomó del trabajo de Dubinski et al.(1993), y muestra la posición comóvil de las partículas en el plano que pasa por el centro de los voids en diferentes épocas.	30
3.8.	Relación entre las velocidades de desplazamiento de las cáscaras de los voids y de los centros, la función distribución de voids se cuenta en bins de $ V_{shell} , V_{core} $. La velocidad de la cáscara corresponde a la velocidad media de los halos de materia oscura ubicados a una distancia $0.8 < r/R_{void} < 1.2$ del centro, mientras que la de la región central a halos en $r/R_{void} < 0.8$. La línea negra sólida muestra una relación casi lineal con pendiente 0.96. (Imagen extraída del trabajo de Lambas et al., 2016).	31
3.9.	Velocidad media de los voids de la simulación (puntos negros) en función de su radio. La línea solida indica la velocidad media de esferas centradas aleatoriamente. Las barras de error muestran el error estándar de las velocidades medias y la región gris la desviación estándar de la distribución de velocidades. (Imagen extraída del trabajo de Ceccarelli et al., 2016).	32
3.10.	Velocidad media de los voids del SDSS (puntos negros) en función de su radio. Las barras de error muestran el error estándar de las velocidades medias y la región gris la desviación estándar de la distribución de velocidades. (Imagen extraída del trabajo de Ceccarelli et al., 2016).	33
4.1.	Distribución normalizada de los radios de la población de voids identificados en el espacio real (azul) y en el espacio de redshift (rojo).	36
4.2.	Corte transversal de $5\text{Mpc}h^{-1}$ de ancho realizado a la distribución de galaxias del espacio real. Los puntos azules indican la posición de las galaxias, y los círculos amarillos los voids identificados con el método descrito en la Sección 4.1.1.	37
4.3.	Corte transversal de $5\text{Mpc}h^{-1}$ de ancho realizado a la distribución de galaxias del espacio de redshift. Los puntos rojos indican la posición de las galaxias, y los círculos amarillos los voids identificados con el método descrito en la Sección 4.1.1.	38
4.4.	Distribuciones normalizadas del color $g - r$ en la muestra de galaxias dentro de los voids identificados en el espacio real (azul), y en la muestra completa de galaxias (amarillo).	39
4.5.	Distribución del color $g - r$ en la muestra de galaxias dentro de los voids identificados en el espacio de redshift (rojo), y en la muestra completa de galaxias (amarillo).	40

4.6.	Arriba: Funciones de Correlación (líneas continuas) medidas para galaxias dentro de los voids de los catálogos derivados del semi-analítico de Guo et al. (2011), en el espacio real (azul) y de redshift (rojo). Las líneas punteadas muestran la ley de potencias que mejor ajusta $\xi(r)$ sus parámetros toman los valores $r_0 = 3.36 \pm 0.03$ y $\gamma = 1.68 \pm 0.01$ en el espacio real (línea de puntos gruesos negra), y $r_0 = 3.82 \pm 0.08$ y $\gamma = 1.62 \pm 0.03$ en el de redshift (línea de puntos finos verde). Abajo: Histogramas de pares de galaxias separados por una distancia r , en el espacio real (azul) y en el espacio de redshift (rojo).	41
4.7.	Funciones de Correlación de galaxias (líneas continuas) en el espacio real (azul) y de redshift (rojo) para toda la distribución de galaxias de los catálogos derivados del semi-analítico de Guo et al. (2011). Las líneas punteadas muestran la ley de potencias que mejor ajusta $\xi(r)$ sus parámetros toman los valores $r_0 = 6.06 \pm 0.21$ y $\gamma = 1.85 \pm 0.03$ en el espacio real (línea de puntos gruesos negra), y $r_0 = 7.58 \pm 0.32$ y $\gamma = 1.14 \pm 0.02$ en el de redshift (línea de puntos finos verde).	43
4.8.	Funciones de Correlación de galaxias (líneas continuas) en el espacio real del catálogo derivado del semi-analítico de Guo et al. (2011) corrido en la simulación Millennium, se muestran los resultados para la distribución completa de galaxias (azul) y para las galaxias en voids (verde). Las líneas punteadas muestran la ley de potencias que mejor ajusta $\xi(r)$, sus parámetros toman los valores $r_0 = 6.06 \pm 0.21$ y $\gamma = 1.85 \pm 0.03$ para la muestra completa (línea de puntos gruesos negra), y $r_0 = 3.36 \pm 0.03$ y $\gamma = 1.68 \pm 0.01$ para las galaxias en voids (línea de puntos finos verde).	44
4.9.	Funciones de Correlación de galaxias (líneas continuas) en el espacio de redshift del catálogo derivado del semi-analítico de Guo et al. (2011), se muestran los resultados para la distribución completa de galaxias (rojo) y para las galaxias en voids (verde). Las líneas punteadas muestran la ley de potencias que mejor ajusta $\xi(r)$, sus parámetros toman los valores $r_0 = 7.58 \pm 0.32$ y $\gamma = 1.14 \pm 0.02$ para la muestra completa (línea de puntos gruesos negra), y $r_0 = 3.82 \pm 0.08$ y $\gamma = 1.62 \pm 0.03$ para las galaxias en voids (línea de puntos finos verde).	45
4.10.	Velocidades radiales medias en función de la distancia al centro del void, los distintos colores indican a que muestra de galaxias en voids corresponden. Los puntos y la línea negra el perfil de velocidad radial media de las galaxias en el interior de los voids, construido combinando la información de todas las muestras.	47
4.11.	Posiciones de las galaxias de un void cualquiera en el espacio de redshift (puntos rojos) y en el espacio corregido por outflow (triángulos verdes). La cruz negra marca el centro del void	48

4.12. Funciones de correlación medidas dentro de los voids en el espacio real (línea azul), el espacio de redshift (línea roja) y el espacio corregido por outflow (línea verde). En todo los casos las barras de error se calcularon usando la técnica de <i>jackknife</i> detallada en la Sección 4.1.2.	50
4.13. Cocientes entre los resultados de la función de correlación en el espacio de redshift y el espacio real (línea roja), y la función de correlación en el espacio corregido por outflow y el espacio real (línea verde), ambos como función del radio.	51
4.14. Histogramas normalizadas de los radios de la población de voids, la distribución roja corresponde a los voids identificados en datos observacionales extraídos del SDSS-DR7, y la amarilla a los voids identificados en el catálogo de galaxias sintéticas correspondiente al espacio de redshift.	52
4.15. Histogramas normalizados del color $g - r$. La distribución amarilla corresponde a la muestra completa de galaxias extraídas del SDSS-DR7, mientras que la roja a las galaxias dentro de los voids identificados en la misma.	53
4.16. Corte transversal de 10Mpc^{-1} de ancho realizado a la distribución de galaxias de los datos extraídos del SDSS-DR7. Los puntos rojos indican la posición de las galaxias, y los círculos amarillos los voids identificados con el método descrito en la Sección 4.1.1.	54
4.17. Posiciones de las galaxias del SDSS dentro de un void cualquiera. La distribución original puede verse con puntos rojos, mientras que los triángulos verdes muestran la distribución de galaxias luego desafectarlas del efecto de outflow mediante el mismo método utilizado en los catálogos sintéticos. La cruz negra marca el centro del void.	55
4.18. Arriba: Funciones de correlación medidas dentro de los voids identificados en el SDSS DR7. La línea roja representa el resultado obtenido para la distribución de galaxias extraída directamente del catálogo observacional, y por lo tanto corresponden al espacio de redshift, mientras que la línea verde es el resultado obtenido tras corregir las posiciones de las galaxias desafectandolas del efecto de expansión del void, y por lo tanto corresponde al espacio corregido por outflow. Abajo: Histogramas de pares de galaxias separados por una distancia r , en el espacio de redshift (rojo) y en el espacio corregido por outflow (verde).	56

Capítulo 1

Estructura en Gran Escala

1.1. Principio Cosmológico

En la teoría de la relatividad general el Universo se describe como una hipersuperficie espacio-temporal localmente euclídea, en la cual el tiempo no está separado de las coordenadas espaciales y ambos dependen del estado de movimiento del observador. Bajo este modelo matemático los conceptos de distancia, ángulo y volumen quedan definidos por un tensor de rango dos conocido como métrica espacio-temporal, denotado como g_{ij} , que además establece la forma del intervalo invariante $ds^2 = -g_{ij}dx^i dx^j$.

El principal resultado de la relatividad general es la relación que establece entre la curvatura del espacio-tiempo y la presencia de materia, permitiendo de esta forma reinterpretar el concepto de la gravedad de Newton y describir los fenómenos físicos en forma de leyes invariantes para cualquier observador, sin importar el campo gravitatorio en el que esté inmerso. Dicha relación viene dada por las ecuaciones de campo de Einstein, que en su forma más general se escriben como:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - \Lambda g_{\mu\nu} = -8\pi GT_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

donde $G_{\mu\nu}$ es el tensor de curvatura de Einstein, $R_{\mu\nu}$ el tensor de curvatura de Ricci, R el escalar de curvatura ($R = R^\mu_\mu$), G la constante de la gravitación universal, $T_{\mu\nu}$ el tensor energía-momento y Λ la constante cosmológica.

Para resolver analíticamente las ecuaciones de campo de Einstein es necesario asumir alguna simetría que las simplifique. La descripción más simple que podemos hacer del Universo viene dada por el Principio Cosmológico, que representa la principal hipótesis de la cosmología y establece que el Universo es homogéneo e isótropo espacialmente, por lo cuál la materia se distribuye de igual manera sin importar en que dirección observemos. Cabe destacar que la densidad de materia todavía puede depender del tiempo cósmico, por lo que el Universo conserva la libertad de expandirse y que además este principio tampoco limita la curvatura de la hipersuperficie que lo describe.

Considerando el Principio Cosmológico, la métrica espacio-temporal y el invariante ds^2 que describen el Universo adquieren la forma:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \text{sen}^2\theta d\phi^2) \right] \quad (1.2)$$

conocido como el invariante de línea de la métrica de Friedman-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW), donde $a(t)$ es el factor de escala ligado a la expansión del Universo, c la constante de la velocidad de la luz y K es la constante de curvatura.

Para que el lado derecho de las ecuaciones de campo (Ec. 1.1), que es la parte de la expresión que describe a la materia, cumpla con las propiedades de isotropía y homogeneidad establecidas para el lado izquierdo, se suele representar a la materia como un fluido perfecto homogéneo, es decir, sin gradientes de presión, para el cual:

$$T_{\mu\nu} = \delta_\mu^0 \delta_\nu^0 (p + \rho) + pg_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

con δ_ν^μ la delta de Kronecker y, p y ρ la presión y densidad del fluido, respectivamente.

Trabajando las ecuaciones de Einstein (Ec 1.1) con la métrica FLRW y el tensor energía-momento de un fluido ideal homogéneo se obtiene una expresión para $\dot{a}(t)$, conocida como la ecuación de Friedman:

$$\dot{a}^2(t) = \frac{8\pi G}{3} \rho a^2(t) - Kc^2 + \frac{\Lambda c^2 a^2(t)}{3} \quad (1.4)$$

La ecuación muestra una relación entre la geometría del Universo y la densidad del fluido que describe la materia. Asumiendo $\Lambda = 0$ y definiendo el parámetro de Hubble como $H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$, esta relación se vuelve aún más evidente:

$$\frac{K}{a(t)^2} + H^2(t) = \frac{8}{3} \pi G \rho(t) \quad (1.5)$$

Esta expresión nos permite definir la densidad crítica del Universo, ρ_{crit} , como el valor que debe tener la densidad total de energía para que la curvatura del Universo fuese nula ($K = 0$) y por lo tanto este sea plano.

$$\rho_{crit} = \frac{3H^2(t)}{8\pi G} \quad (1.6)$$

Resulta de mayor utilidad trabajar con el parámetro de densidad cósmica:

$$\Omega(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_{crit}(t)} \quad (1.7)$$

Escribiendo la Ec.(1.5) en términos de este nuevo parámetro se tiene que:

$$\Omega(t) - 1 = \frac{Kc^2}{H^2(t)a^2(t)} \quad (1.8)$$

de esta forma se puede ver que si $\Omega > 1$ la geometría del Universo será cerrada ($K = 1$), por el contrario si $\Omega < 1$ el Universo es abierto ($K = -1$) y, por definición, si $\Omega = 1$ el Universo es plano ($K = 0$).

Otra ecuación importante para poder describir la dinámica de la expansión en el modelo de Universo descrito por la métrica FLRW se deduce de aplicar la ley de conservación al tensor energía momento, según la cual $T_{;\nu}^{\mu\nu} = 0$. De esta forma al utilizar el tensor descrito por la Ec.(1.3) se tiene que:

$$\dot{\rho}(t) = -3\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}(\rho + p) \quad (1.9)$$

Para encontrar la evolución temporal de estas relaciones es necesario hallar una forma funcional para el factor de escala $a(t)$, esto implica definir una ecuación de estado que relacione la densidad del fluido con su presión. De la termodinámica sabemos que en un fluido ideal ambas cantidades son proporcionales, por lo tanto:

$$p = \omega\rho \quad (1.10)$$

con ω una constante independiente del tiempo cósmico. Distintos valores de ω implican diferentes tipos de fluidos, de esta forma tanto las partículas relativistas como la radiación están representadas por $\omega = \frac{1}{3}$; mientras que en las partículas no-relativistas, como la materia oscura o las estrellas, la presión será nula y por lo tanto $\omega = 0$.

Combinando las Ec.(1.9) y Ec.(1.10) se encuentra que:

$$\rho \propto a^{-3(1+\omega)} \quad (1.11)$$

Bajo las hipótesis de $K = 0$ y $\Lambda = 0$, las soluciones de la ecuación de Friedman para $a(t)$ adquieren una forma muy simple. Para la materia relativista y la radiación ($\omega = \frac{1}{3}$) se tiene que $a(t) \propto t^{1/2}$, mientras que para la materia no-relativista ($\omega = 0$) la solución es $a(t) \propto t^{2/3}$.

Motivados por la mecánica cuántica, a partir de la cuál se deduce que no existe un estado de energía nulo y que por lo tanto incluso el vacío tiene una energía mínima, se buscó aplicar estos mismos procedimientos a otro tipo de fluido. Si utilizamos en las ecuaciones de Einstein el término con la constante cosmológica como una fuente de curvatura y consideramos que actúa como un fluido perfecto con

$$T_{\mu\nu} = -\frac{\Lambda}{8\pi G}g_{\mu\nu} \quad (1.12)$$

vemos que existe una densidad de energía constante intrínseca del vacío

$$\rho_{\Lambda} = \frac{c^2\Lambda}{8\pi G} \sim 10^{-8} \text{erg/cm}^3 \quad (1.13)$$

La ecuación de estado resultante para Λ es $\rho_{\Lambda} = -p_{\Lambda}$. Esta presión negativa implica que $a(t) \propto e^{\lambda t}$ con $\lambda = \sqrt{\frac{8}{3}\pi G\rho_{\Lambda}}$, es decir, una expansión acelerada del

Universo. A partir de evidencia observacional proveniente de las supernovas del tipo Ia (Riess, A; et al., 1998, Perlmutter, S; et al., 1999), de las que se deduce un valor positivo para Λ , se llega a la conclusión de que la aceleración en la expansión también es positiva, por lo tanto la tasa de expansión del Universo es cada vez mayor.

Es posible aproximar al Universo como la superposición lineal de los distintos fluidos que lo componen, asumiendo además que la ecuación de estado de cada uno de los elementos es independiente de la de los demás. De esta forma podemos definir un parámetro de densidad, $\Omega_i = \rho_i / \rho_{crit}$, para cada una de las componentes y pensar en un parámetro de densidad total como:

$$\Omega = \sum_i^N \Omega_i \quad (1.14)$$

donde N es la cantidad de fluidos que componen el Universo.

En este trabajo en particular vamos a considerar tres fluidos como los principales componentes del Universo, estos son: la materia oscura fría, la materia bariónica y el vacío. Sus correspondientes parámetros de densidad se denotan como Ω_m , Ω_b y Ω_Λ , respectivamente.

1.2. Inflación

El modelo de Universo establecido por Principio Cosmológico resulta una buena aproximación del Universo en gran escala, sin embargo presenta algunos problemas, siendo los más descatacados el problema del horizonte y el problema de planitud.

El primer problema se relaciona con la emisión del Fondo Cósmico de Microondas (CMB), una señal electromagnética muy débil que se corresponde con la emisión de un cuerpo negro con una temperatura de 2.725K que llena el Universo por completo. Fue descubierta en 1965 y su nombre se debe a que su frecuencia es de 160.2GHz por lo que pertenece al rango de las microondas.

Para explicar la existencia del CMB debemos considerar que, si el Universo está en expansión, en una edad muy temprana debe haber sido muy pequeño, denso y caliente. Bajo esta condiciones la radiación y la materia conformaban un único fluido en equilibrio térmico perfecto. Sin embargo este estado no duró mucho tiempo ya que, al expandirse, el Universo se enfrió permitiendo la formación de los primeros átomos y que la radiación pudiera viajar libremente. El CMB es el residuo de esta radiación que ha ido disminuyendo su temperatura producto también de la expansión.

El problema del horizonte se debe a que se observa una coherencia en la estructura del CMB (Figura 1.2) mucho mayor que las regiones que a priori debieron estar causalmente conectadas. Es posible determinar que 1.18° es la mayor distancia angular

a la que pudieron estar dos eventos en la época del CMB para estar causalmente conectados, sin embargo en el CMB es posible observar estructuras mucho más grandes que esta distancia límite.

El segundo problema surge al examinar la solución de la Ec.(1.8):

$$|\Omega(a) - 1| \propto t^\beta \quad (1.15)$$

Podemos ver que cualquier variación en Ω respecto a la unidad que se tuviera desde los primeros instantes del Universo aumentaría considerablemente con el tiempo. El problema de la planitud se debe a que las observaciones en el CMB y de las supernovas tipo I-A indican que en la época actual el parámetro de densidad cósmica, Ω^0 , tiene un valor muy cercano a 1 (Stompor, R.; et al., 2001, Spergel, D. N.; et al., 2007) tal que:

$$|\Omega^0 - 1| \simeq 0.01 \quad (1.16)$$

lo que implica que apenas un instante después de la creación del Universo,

$$|\Omega - 1| \leq 10^{-62} \quad (1.17)$$

Resulta muy poco probable que el Universo desde su origen tenga una densidad tan cercana a ρ_{crit} .

Ambos problemas muestran una inconsistencia entre las observaciones y el modelo de Universo isótropo y homogéneo. Para resolverlos se planteó la existencia de un periodo muy corto de expansión exponencial conocido como Inflación, durante el cual $a(t) = e^{\Lambda t}$. De esta forma el problema del horizonte se soluciona debido a que la rápida expansión permite conectar eventos fuera del horizonte causal post-inflación. Por otro lado $|\Omega - 1|$ tiende rápidamente a cero en un periodo muy corto de tiempo, solucionando el problema de la planitud.

Más adelante en este trabajo veremos que la Inflación además permite explicar la presencia de la estructura en gran escala, siendo de gran importancia para entender el origen de la misma.

1.3. Redshift cosmológico

La expansión del Universo no sólo afecta la distancia propia entre los objetos sino también la longitud de onda con la que observamos un fotón, produciendo un fenómeno conocido como redshift cosmológico. Consideremos un rayo de luz emitido en t_e que llega hasta nosotros en t_0 , podemos pensar que la primera cresta del fotón se emite en t_e , y la segunda en $t_e + \delta t_e$. Por definición los fotones viajan a través de geodésicas nulas en las que $ds = 0$, por lo tanto, asumiendo que la fuente emite radialmente, vemos que en ambas crestas se cumple que:

$$\frac{dt}{a(t)} = -\frac{dr}{\sqrt{1 - Kr^2}} \quad (1.18)$$

Suponiendo que $\delta t \ll t$ y $a(t) \simeq a(t + \delta t)$, podemos inferir que las crestas recorren la misma distancia espacial, lo que implica que

$$\frac{dt_e}{a(t_e)} = \frac{dt_0}{a(t_0)} \quad (1.19)$$

en términos de la frecuencia del fotón, $\nu = \frac{1}{\lambda} \simeq \frac{1}{dt}$, tenemos que:

$$\frac{dt_e}{dt_0} \simeq \frac{\nu_0}{\nu_e} = \frac{\lambda_e}{\lambda_0} = \frac{a(t_e)}{a(t_0)} \quad (1.20)$$

Definimos como redshift al corrimiento de una línea espectral hacia longitudes de onda mayores y lo denotamos con z

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e} \quad (1.21)$$

Si asumimos que el redshift es producido unicamente por la expansión del Universo, podemos combinar las ultimas dos ecuaciones y obtener una expresión que relaciona z y $a(t)$

$$1 + z = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} = \frac{a(t_0)}{a(t_e)} \quad (1.22)$$

Notar que el redshift cosmológico no considera la velocidad peculiar de un objeto, y que si $a(t) = cte$ el Universo sería estático y $z = 0$.

1.4. Inestabilidades gravitatorias

La homogeneidad e isotropía del Universo resulta válida sólo si consideramos escalas espaciales muy grandes. Incluso en escalas del orden de los 100Mpc las galaxias no están posicionadas uniformemente sino que conforman una estructura denominada Red Cósmica. Esto puede verse en la Figura 1.1 que muestra parte del relevamiento de galaxias del *Center for Astrophysics* (CfA) realizado en 1977.

La principal teoría del origen de esta estructura se basa en la inhomogeneidad que presenta el CMB debido a fluctuaciones en temperatura del orden $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ (ver Figura 1.2) lo que sugiere que la densidad del Universo ya era inhomogenea a $z \sim 1000$, época en la que los fotones del CMB interactuaron con la materia por última vez. La presencia de estas pequeñas inhomogeneidades se atribuye a fenómenos cuánticos comunes en las etapas más tempranas del Universo, siendo la red cósmica el resultado de la inestabilidad gravitatoria producida por estas fluctuaciones.

Para poder estudiar las fluctuaciones en la densidad de la materia resulta útil definir el contraste adimensional de densidad para un punto \vec{x} a un tiempo cósmico

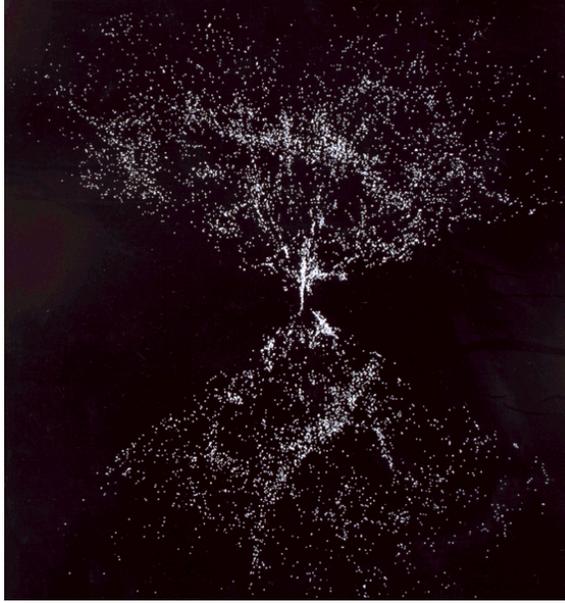


Figura 1.1: Relevamiento de galaxias del CfA de 1977, los puntos blancos representan la posición de las galaxias medidas a partir del centro, las regiones vacías de galaxias de los costados corresponden al plano de la Vía Láctea. Ya resulta vislumbrable la estructura en gran escala del Universo.

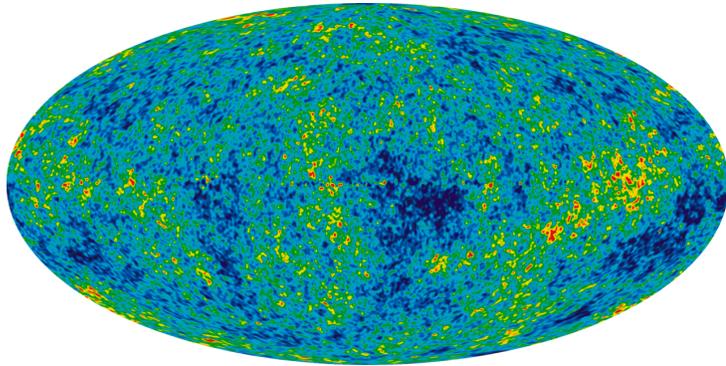


Figura 1.2: Imagen de las fluctuaciones de temperatura en el Fondo Cósmico de Microondas en todo el cielo medidas por el satélite WMAP (Bennett C. L.; et al., 2013).

t , como:

$$\delta(\vec{x}, t) = \frac{\rho(\vec{x}, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)} \quad (1.23)$$

donde $\rho(\vec{x}, t)$ es la densidad de materia en \vec{x} al tiempo t y $\bar{\rho}$ es la densidad media del Universo a ese mismo tiempo.

Para simplificar el análisis del comportamiento de estas fluctuaciones es común

utilizar en las ecuaciones de campo de Einstein (Ec. 1.1) la aproximación estándar de campo débil, también llamada aproximación newtoniana, según la cual $g_{00} = c^2 + 2\Phi$, dónde $\Phi \ll c^2$ es el potencial gravitatorio. Pensando en la materia cómo un fluido perfecto se tiene que:

$$R_{00} = \nabla^2\Phi = 4\pi G \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) - \Lambda \quad (1.24)$$

Si expresamos la ecuación anterior en un sistema de coordenadas comóviles, \vec{x} , tal que su relación con la distancia propia es $\vec{r} = a(t)\vec{x}$, es posible ver que la materia puede describirse como partículas ideales (o un fluido, dependiendo que modelo asumamos para ella) moviéndose bajo un potencial $\phi = \Phi + \frac{1}{2}a\ddot{a}x^2$, cuya fuente es el contraste entre $\rho(\vec{x}, t)$ y $\bar{\rho}(t)$ (Peebles,1980).

$$\nabla_x^2\phi = 4\pi G a^2(t) [\rho(\vec{x}, t) - \bar{\rho}(t)] = 4\pi G a^2(t)\rho(\vec{x}, t)\delta(\vec{x}, t) \quad (1.25)$$

Resolver esta ecuación y encontrar la evolución temporal para $\delta(\vec{x}, t)$ resulta muy complicado, por lo que es común hacer una aproximación lineal suponiendo $|\delta| \ll 1$, lo que equivale a pensar que la materia está solo ligeramente perturbada. Con esta condición la ecuación para la evolución de las fluctuaciones queda

$$\ddot{\delta}(\vec{x}, t) + 2\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\dot{\delta}(\vec{x}, t) = 4\pi G\bar{\rho}(t)\delta(\vec{x}, t) \quad (1.26)$$

Además la aproximación lineal permite, mediante la siguiente relación, vincular a las fluctuaciones en la densidad de la materia con el campo de velocidades producido por las mismas:

$$\dot{\delta}(\vec{x}, t) + \frac{1}{a(t)}\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (1.27)$$

La solución más simple para $\delta(t)$ la encontramos para el modelo de Universo de Einstein-de Sitter según el cual $\Lambda = 0$ y $K = 0$, además asume que la presión de la materia es despreciable, por lo que $a(t) \propto t^{2/3}$ y $\frac{\dot{a}}{a} = \frac{2}{3t}$. Aplicando la ecuación de Friedman (Ec 1.4) a este modelo de Universo se obtiene que:

$$1 = 6\pi G\bar{\rho}t^2 \quad (1.28)$$

Combinando la ecuación anterior con la Ec.(1.26), la evolución para δ queda descripta por:

$$\ddot{\delta}(\vec{x}, t) + \frac{4}{3}\frac{1}{t}\dot{\delta}(\vec{x}, t) = \frac{2}{3}\frac{1}{t^2}\delta(\vec{x}, t) \quad (1.29)$$

Las soluciones para la ecuación tienen la forma de potencias del tiempo. En general podemos escribir a $\delta(\vec{x}, t)$ como:

$$\delta(\vec{x}, t) = A(\vec{x})t^{2/3} + B(\vec{x})t^{-1} \quad (1.30)$$

donde el modo dominante evoluciona como $t^{2/3}$, y las funciones $A(\vec{x})$ y $B(\vec{x})$ dependen de las condiciones iniciales de la perturbación.

Si bien las soluciones anteriores resultan simples no son aplicables para describir en detalle la evolución y formación de la estructura en gran escala, principalmente porque el modelo cosmológico que mejor ajusta las observaciones actuales, y por lo tanto el más aceptado, es el modelo Λ -*Cold Dark Matter* (Λ -CDM) que difiere considerablemente del Universo de Einstein- de Sitter.

El modelo Λ -CDM supone un valor positivo para la constante cosmológica Λ y una distribución de la densidad de la forma $\Omega_\Lambda \sim 0.732$ (densidad de energía oscura), $\Omega_m \sim 0.266$ (densidad de materia oscura) y $\Omega_b \sim 0.0444$ (densidad de bariones), donde los valores de los diferentes parámetros de densidad fueron extraídos del trabajo de Spergel et al. (2006); además establece la existencia de materia oscura en forma de partículas masivas no-relativistas que no emiten radiación electro-magnética lo que dificulta su detección. A lo largo de este trabajo asumiremos este modelo como válido.

1.5. Velocidades peculiares

Las fluctuaciones en la densidad local producen campos gravitacionales locales, lo que resulta en una aceleración de la materia y genera velocidades peculiares. Usando la teoría de perturbación lineal y definiendo la aceleración como $\vec{g} = \nabla\phi$, se obtiene una relación con el campo de velocidades peculiares, \vec{u} , válida para t_0 , el tiempo cósmico actual (Schneider, 2006).

$$\vec{u}(\vec{x}) = \frac{2}{3H_0\Omega_m} f(\Omega_m)\vec{g}(\vec{x}) \quad (1.31)$$

Donde la función $f(\Omega)$ representa la tasa de crecimiento logarítmico de las perturbaciones y viene dada por la siguiente expresión

$$f(\Omega) = \frac{a}{D} \frac{dD}{da} = \frac{d\log(D)}{d\log(a)} \quad (1.32)$$

siendo $D(a)$ el factor de crecimiento lineal de las perturbaciones.

Para t_0 la función $f(\Omega_m)$ puede aproximarse por

$$f(\Omega_m) = \Omega_m^{0.6} + \frac{\Omega_\Lambda}{70} \left(1 + \frac{\Omega_m}{2}\right) \quad (1.33)$$

aunque los últimos términos resultan muy chicos, por lo que en la mayoría de los casos basta con asumir $f(\Omega_m) \sim \Omega_m^{0.6}$ (Peebles, 1980).

La presencia de velocidades peculiares en los objetos cósmicos hace que las galaxias no sigan exactamente el flujo de Hubble, produciendo distorsiones en las observaciones. Más adelante en este trabajo desarrollaremos este fenómeno y sus consecuencias en profundidad (Sección 2.2.1).

Hasta acá el tratamiento que se hizo para las fluctuaciones en densidad fue en el marco de la teoría lineal ($|\delta| \ll 1$). Sin embargo comprender la evolución del campo de fluctuaciones en la densidad cuando estas toman un valor elevado resulta fundamental para entender la formación de la estructura en gran escala. En el siguiente capítulo se verán diferentes métodos y herramientas para lograr una descripción más completa de la distribución y evolución del campo de densidad cósmico.

Capítulo 2

Herramientas para describir la estructura en gran escala

2.1. Espectro de potencias y funciones de correlación

Como se vió en el capítulo anterior, el campo de densidad cósmico puede ser caracterizado por la distribución de la masa en el espacio y la velocidad de todos los elementos de masa, por lo que se utilizan estadísticos basados en estos campos para estudiar la estructura en gran escala.

Una forma de describir las propiedades de la estructura del Universo es mediante un análisis de Fourier, considerando el campo $\delta(r)$ como la superposición de ondas planas con amplitud δ_k y vector de onda \vec{k} :

$$\delta(\vec{x}, t) = \sum_k \delta_k e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}} \quad (2.1)$$

Por definición el promedio en volúmen del cuadrado de las amplitudes se conoce como Espectro de Potencias, y por simplicidad se asume que tiene la forma de un ley de potencias.

$$P(k) = \langle |\delta_k|^2 \rangle \propto k^n \quad (2.2)$$

El valor de n indica el balance entre la potencia de las perturbaciones en pequeña y gran escala, y está acotado por los valores $-3 \leq n \leq 4$, donde $n = 0$ corresponde al ruido blanco. Si buscamos que el espectro sea invariante según la escala, es decir, que la distribución de materia posea las mismas características en cualquier escala en la que sea analizada, entonces el valor que debe tomar el índice es $n = 1$.

En general el espectro de potencias provee una caracterización incompleta de las propiedades estáticas de un campo aleatorio. Sin embargo un campo aleatorio

Gaussiano está únicamente caracterizado por su espectro de potencias, hecho en el que radica la importancia de que el campo de densidad cosmológico pueda aproximarse a una distribución de este tipo en épocas muy tempranas.

En el marco de fluctuaciones gaussianas la medición del espectro de potencias es de suma importancia para la comparación de los datos observacionales con los diferentes modelos cosmológicos, además de contener todas las propiedades estadísticas del campo de densidad cósmico y caracterizarlo completamente. Sin embargo, medir el espectro de potencia resulta complicado por lo que es común utilizar la función de correlación bipuntual, $\xi(r)$, otro estadístico que se relaciona con $P(k)$ y cuya medición es más simple. Ambas funciones están conectadas a través de la transformada de Fourier, mediante la relación

$$P(k) = 2\pi \int_0^\infty r^2 \frac{\text{sen}(kr)}{k} \xi(r) dr \quad (2.3)$$

Para entender el significado de la función de correlación pensemos en lo siguiente: por el principio cosmológico la densidad media de galaxias, \bar{n} , es constante en el espacio, entonces la probabilidad de encontrar una galaxias en un diferencial de volumen dV es

$$P_1 = \bar{n}dV \quad (2.4)$$

Si la distribución de galaxias fuera uniforme la probabilidad de encontrar dos galaxias, cada una en diferenciales de volúmenes dV distintos será $P_2 = P_1^2$, sin embargo las galaxias tienden a formar grupos e incluso estructuras más grandes, por lo que es necesario agregar un término a P_2 :

$$P_2 = (\bar{n}dV_1)^2(1 + \xi(r_{12})) \quad (2.5)$$

donde ξ es la función de correlación de dos puntos. Se define como la probabilidad que tiene un objeto de tener un vecino a una distancia \vec{r} , y resulta una medida estadística simple del apartamiento de la homogeneidad en una distribución. Al considerar al Universo homogéneo ξ solo depende de la separación r_{12} y no de la dirección del vector.

Existen muchos estimadores de la función de correlación de las galaxias. Los más usados en cosmología son el estimador de Davids & Peebles (DP, Davids & Peebles 1983), el de Hamilton (HAM, Hamilton 1983b) y el estimador de Landy & Szalay (LS, Landy & Szalay 1993). Los tres estimadores tienen en común que necesitan un muestra completa en volumen de galaxias con N objetos, y un catálogo con N_{rd} puntos aleatorios, con una distribución uniforme y las mismas condiciones de contorno que la muestra de galaxias. A continuación se presentan las fórmulas de los tres estimadores:

$$\hat{\xi}_{DP}(r) = \frac{N_{rd}}{N} \frac{DD(r)}{DR(r)} - 1 \quad (2.6)$$

$$\hat{\xi}_{HAM}(r) = \frac{DD(r)RR(r)}{[DR(r)]^2} - 1 \quad (2.7)$$

$$\hat{\xi}_{LS}(r) = 1 + \left(\frac{N_{rd}}{N}\right)^2 \frac{DD(r)}{RR(r)} - 2\frac{N_{rd}}{N} \frac{DR(r)}{RR(r)} \quad (2.8)$$

donde $DD(r)$, $DR(r)$ y $RR(r)$ son el número de pares separados por una distancia r de: galaxia-galaxia, galaxia-punto aleatorio y punto aleatorio-punto aleatorio respectivamente. Todos los estimadores arrojan resultados similares en distancias cortas, sin embargo tienen algunas discrepancias en las distancias grandes.

La medición de la función de correlación de las galaxias se determina a partir relevamientos en redshifts de galaxias (Sección 2.2) y vemos que entre $2\text{Mpch}^{-1} \leq r \leq 30\text{Mpch}^{-1}$ puede aproximarse por un ley de potencias de la forma:

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma} \quad (2.9)$$

Con $r_0 \simeq 5 \text{ Mpch}^{-1}$ y $\gamma \simeq 1.8$ (Schneider, 2006).

2.2. Relevamientos de galaxias

Las galaxias representan el principal indicador observacional de la distribución de masa en la estructura en gran escala, aunque resultan un indicador sesgado, ya que la mayor parte de la masa la constituye la materia oscura. Con el fin de estudiar observacionalmente las propiedades de la red cósmica surgieron los relevamientos de galaxias.

Los primeros relevamientos del cielo fueron del tipo fotométrico, siendo posible determinar con precisión la posición angular de una galaxia, permitiendo conocer su distribución bidimensional. Sin embargo para poder construir la distribución tridimensional de estos objetos es necesario utilizar espectroscopía para medir el redshift y derivar su distancia usando la Ley de Hubble.

Para obtener el espectro de una galaxia se requiere un tiempo de observación mucho mayor que el necesario para determinar sus propiedades fotométricas, por ello la aparición del *charge-coupled device* (CCD, dispositivo de carga acoplada), que produjo un considerable incremento en la sensibilidad de los detectores ópticos, representó un importante avance para los relevamientos en redshift de galaxias, incrementando considerablemente el volumen de datos obtenido. Estos relevamientos tienen dos características principales: su geometría y los objetos seleccionados para medir su espectro. La geometría está dada por la región del cielo que se ha elegido para realizar el relevamiento; y, por razones prácticas, se suele seleccionar los objetos de acuerdo a su brillo, por lo que en general solo se tienen los espectro de galaxias por encima de un cierto umbral de brillo, lo que implica que es necesario contar previamente con un relevamiento fotométrico de los objetos.

Uno de los primeros intentos de muestrear la distribución tridimensional de galaxias fue el relevamiento del *Center of Astrophysics* (CfA), realizado en 1977, que midió

el redshift de más de 14000 galaxias en el Universo local, con distancias en redshift del orden de $cz \sim 15000\text{km/s}$. Uno de los resultados más importantes de este relevamiento fue el descubrimiento de la Gran Muralla, la estructura virializada más grande conocida, la cuál puede verse en coordenadas ecuatoriales en la Figura 2.1, junto con el resto de objetos detectados. Incluso en relevamientos tempranos como este ya se puede vislumbrar que la red cósmica está formada por enormes sub-estructuras elongadas y aplanadas, comunmente llamadas filamentos y láminas, cúmulos de galaxias y grandes regiones subdensas denominadas **voids**.

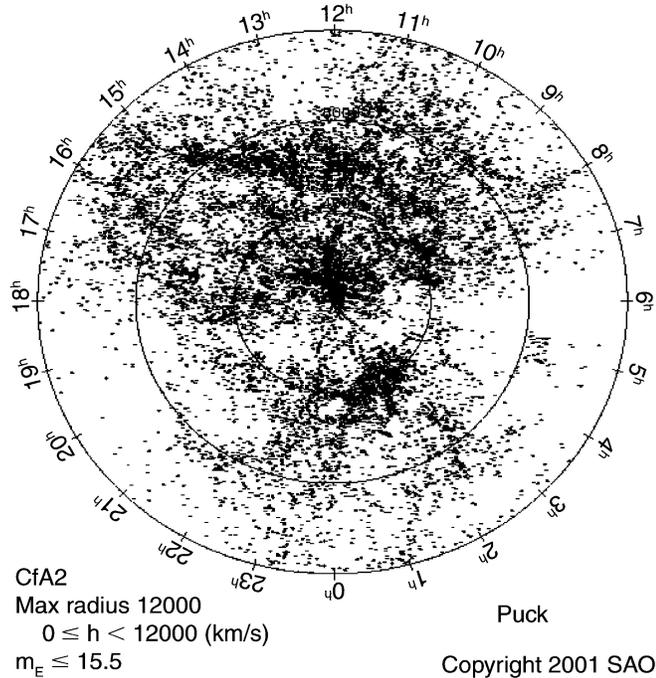


Figura 2.1: Relevamiento en redshift del CfA en coordenadas ecuatoriales. La Gran Muralla se extiende en un arco de casi 6^h en ascensión recta (Imagen extraída del libro de Schneider, 2016).

Un relevamiento más cercano en el tiempo es *Las Campanas Redshift Survey* (LCRS), realizado entre 1988 y 1994 (Shectman et al., 1996), cuenta con distancias de hasta $cz \sim 60000\text{km/s}$ siendo mucho más profundo que el del CfA, además de incluir el redshift de ~ 26000 galaxias. El relevamiento se localizó en seis franjas de 80° de ancho y 1.5° de largo, tres en el Polo Norte Galáctico y tres en el Polo Sur Galáctico. La distribución de galaxias encontradas por el mismo puede verse en la Figura 2.2

En la actualidad uno de los relevamientos más importantes es el *Sloan Digital Sky Server* (SDSS), York et al. (2000), que cuenta con datos fotométricos y espectroscópicos de galaxias hasta $z \sim 0.2$. El sistema fotométrico del telescopio con el que fue construido cuenta con cinco filtros (u, g, r, i, z) que van desde los $\sim 3500 \text{ \AA}$ hasta

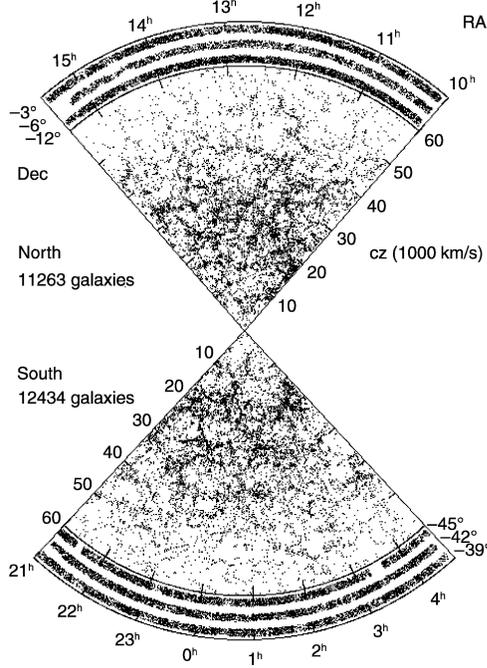


Figura 2.2: Posición de las galaxias en las seis tiras que componen en LCRS, definidas por su ascensión recta y la distancia a la Vía Láctea, medida en unidades de 1000km/s. El relevamiento contiene alrededor de 26000 galaxias (Imagen extraída de Schneider, 2016).

$\sim 9000 \text{ \AA}$ y están contruidos para que su curva de transmisión se superpongan lo menos posible. El catálogo cuenta con dos sistemas para medir magnitudes: el petrosiano y el model, y se considera completo espectroscópicamente hasta una magnitud petrosiana aparente corregida por extinción de 17,77 en el filtro r .

En este trabajo se utilizaron los datos del séptimo relevamiento del catálogo que incluye observaciones hasta Agosto del 2008 (SDSS-DR7, Abazajian et al., 2009), aunque no en su totalidad, ya que limitamos nuestra muestra a las galaxias que se encuentran en la *Main galaxy sample* (MGS, Strauss et al., 2002). En la Figura 2.3 puede verse la región del cielo muestreada por el catálogo completo, los colores indican las diferentes tiras que la componen, y la MGS corresponde a la zona central del mismo. Por otro lado la Figura 2.4 muestra la estructura en gran escala descrita por las galaxias en la tira del sector ecuatorial norte, que tiene un ancho de 2.5° , los colores de las galaxias corresponden al índice $g - r$.

La muestra final que utilizamos solo incluye objetos con magnitudes $M_r \leq -16$ y redshifts $z < 0.085$, está compuesta por más de 150 mil galaxias (156305), y para las mismas contamos con los datos de posición ($[\text{Mpc}h^{-1}]$) y magnitudes.

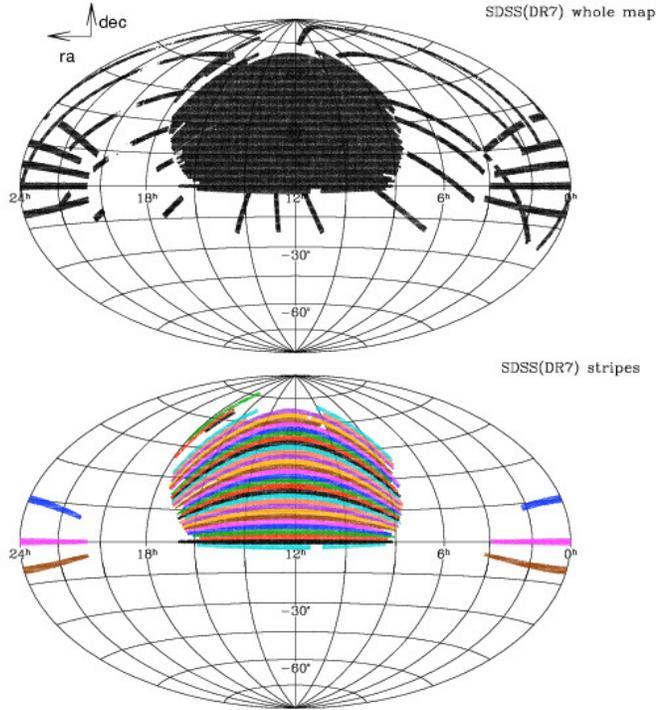


Figura 2.3: Arriba: Superficie completa que abarcan los datos del SDSS DR7. Abajo: Los colores indican las diferentes tiras con 2.5° de ancho que componen la superficie total del relevamiento. Imagen tomada del trabajo de Wang et al. (2013).

2.2.1. Distorsiones por velocidades peculiares

Como se mencionó con anterioridad las fluctuaciones en la densidad han producido un campo de velocidades peculiares en los objetos cósmicos, por lo que las galaxias no siguen exactamente el flujo de Hubble. Este fenómeno hace que el redshift de las galaxias sea la suma de dos fenómenos: el redshift cosmológico, asociado a la velocidad de recesión debido a la expansión, y el redshift peculiar, producido por el efecto Doppler inducido por la velocidad peculiar de cada objeto. En ambos casos solo las componentes en la dirección de la visual de las velocidades son las que producen el desplazamiento de las líneas espectrales. Con esto en cuenta, el redshift se expresa como

$$z = \frac{H(t)r}{c} + \frac{v_r}{c} \quad (2.10)$$

El primer término corresponde al redshift cosmológico, por eso aparecen el factor de expansión $H(t)$ y la distancia r a la cuál se encuentra el objeto del observador; y el segundo es el redshift peculiar con v_r la componente radial de la velocidad propia del objeto. Si bien el segundo término es despreciables para distancias grandes, ambos son comparables en objetos cercanos.

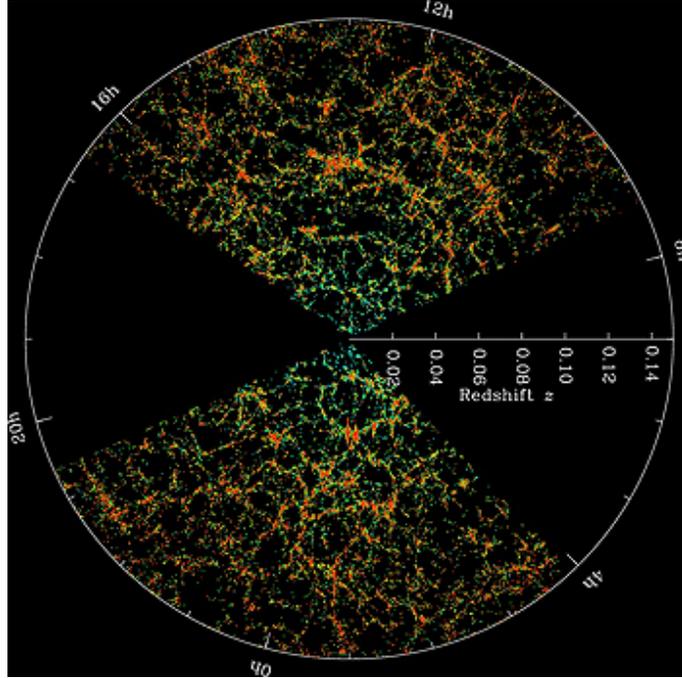


Figura 2.4: Estructura en gran escala descrita por las galaxias de la tira correspondiente al sector ecuatorial norte del SDSS. El ancho de la misma es de 2.5° y los colores de las galaxias están dados por el índice $g - r$.

En la actualidad no contamos con una medición precisa de las velocidades propias de las galaxias, por lo que la totalidad de los catálogos observacionales de galaxias utilizan el redshift como un indicador directo de la distancia. La distribución de las galaxias calculada de esta forma se conoce como el *espacio de redshift* y es común que en este aparezcan distorsiones causadas principalmente por dos efectos: los Dedos de Dios y el Efecto Kaiser.

Los Dedos de Dios son un efecto muy común en zonas de alta densidad, como los cúmulos de galaxias, ya que en estas regiones los objetos adquieren velocidades peculiares del orden de $\sim 1000\text{Km/s}$, esto hace que estas estructuras aparezcan elongadas en la dirección de la visual.

Por otro lado el efecto Kaiser se produce por las velocidades peculiares de las galaxias afectadas por el efecto de *infall*, es decir, galaxias que se desplazan hacia una estructura más grande. En este caso no se produce un elongamiento de las estructura sino un aplanamiento, aunque es un efecto solo apreciable en escalas grandes. A diferencia de los Dedos de Dios donde las velocidades son aleatorias, en este caso son coherentes hacia un centro de masa, lo que hace posible corregir las posiciones de las galaxias afectadas por este fenómeno.

La distribución real de las galaxias se denomina *espacio real*, y en este la estructura no aparece distorsionada o aplastada como en el espacio de redshift. Dada la imposi-

bilidad de medir las velocidades peculiares de las galaxias resulta imposible desafectar completamente los datos observacionales de los efectos que estas producen. La mejor herramienta con la que contamos para poder diferenciar las propiedades de la distribución de galaxias en el espacio de redshift y en el espacio real son las simulaciones numéricas, las cuales serán desarrolladas en la Sección 2.3.

Cabe aclarar que si bien no serán utilizados en el presente trabajo, existen otras herramientas estadísticas para lidiar con las distorsiones del espacio de redshift, por ejemplo, se puede calcular la función de correlación angular de la proyección de las galaxias en el cielo, distribución que no se encuentra afectada por sus velocidades peculiares, y luego, mediante algún modelo, analizar su relación con la función de correlación espacial (Peebles, 1980).

2.3. Simulaciones Numéricas

Tanto la formación, evolución e interacción entre galaxias solo involucran tres tipos de procesos: gravitacionales, radiativos y de dinámica del gas; en todos ellos los principios físicos que los gobiernan están muy bien definidos lo que, sumado a la aparición de computadoras con gran poder de procesamiento, hace de las simulaciones numéricas la mejor herramienta para estudiar la estructura en gran escala, principalmente en las regiones no-lineales donde la dinámica gravitacional se vuelve muy complicada para ser resuelta analíticamente.

Si bien simular la distribución de masa del Universo resulta extremadamente útil, principalmente a la hora de determinar parámetros cosmológicos, la totalidad de los datos observacionales se realizan sobre la materia bariónica, por lo que existen otro tipo de herramientas para reproducir la distribución de galaxias. Dentro de estas podemos mencionar los modelos semi-analíticos, los cuales reproducen distintos procesos astrofísicos, como la formación de galaxias, dinámica de galaxias, fusiones entre galaxias, crecimiento de agujeros negros, enfriamiento del gas o la retroalimentación por supernovas, mediante prescripciones analíticas, las cuales se basan principalmente en la historia de fusiones que ha sufrido un halo de materia oscura (Benson, 2010; Frenk & White, 2012; Silk & Mamon, 2012). Otra alternativa para reproducir el comportamiento del material bariónico del Universo son las simulaciones hidrodinámicas (como ser las simulaciones EAGLE, Schaye et al. 2014, o la Illustris, Vogelsberger et al. 2014) que, además de la componente de materia oscura, resuelven la dinámica del gas, sin embargo son simulaciones muy pesadas computacionalmente, lo que hace imposible considerar volúmenes grandes del Universo, además todavía no reproducen a la perfección los datos observacionales.

En ambos casos es posible construir con estas herramientas catálogos sintéticos, los cuales reúnen la información de las galaxias semianalíticas que pueblan la simulación numérica (o hidrodinámica) y buscan reproducir las propiedades estadísticas de los catálogos observacionales. Una de las principales ventajas de los catálogos sintéticos

es que, además de la posición, cuentan con los datos de las tres componentes de la velocidad peculiar de cada galaxia, información que no podemos obtener a partir de los datos observacionales y que resulta fundamental para el estudio de las propiedades dinámicas de la estructura en gran escala. Entre otras cosas, esta información nos permite distinguir entre el espacio real y el espacio de redshift de las galaxias, algo que será de vital importancia en el presente trabajo.

2.4. Simulación Millennium y modelo semi-analítico de Guo et al. (2011)

A lo largo de este capítulo se desarrollaron los conceptos básicos de los métodos estadísticos que se utilizarán más adelante, además de presentar algunas de las herramientas en las cuales se emplearán. Siguiendo con esta idea, en esta sección se hará una breve descripción de la simulación numérica y el modelo semi-analítico a partir de los cuales se construyó el catálogo sintético con el que hemos trabajado.

Realizada en 2005 por el *Virgo Consortium*, un grupo internacional compuesto por astrofísicos de Alemania, Reino Unido, Canadá, Japón y Estados Unidos, la simulación Millennium (Springel; et al., 2005) consiste en un sistema de 10^{10} partículas con masas de $8.61 \times 10^8 M_\odot h^{-1}$, en una región cúbica de volumen periódico con $500 \text{ Mpc} h^{-1}$ de lado, posee una resolución de $5 \text{ kpc} h^{-1}$ y el modelo cosmológico utilizado es el Λ -CDM con los parámetros $h = 0.73$, $\Omega_m = 0.25$, $\Omega_\Lambda = 0.75$, $n = 1$, $\sigma_8 = 0.9$ y $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, extraídos del WMAP1 (Spergel; et al., 2003). Para realizar la simulación se mantuvo ocupado durante más de un mes la supercomputadora principal del *Max Planck Society's Supercomputing Centre* ubicado en Garching, Alemania. El mismo grupo realizó posteriormente una segunda simulación, conocida como MillenniumII (Boylan-Kolchin; et al., 2009), con la misma cantidad de partículas y parámetros cosmológicos, pero con un volumen cúbico de $100 \text{ Mpc} h^{-1}$ de lado, lo que mejora la resolución espacial 5 veces ($1 \text{ kpc} h^{-1}$) y 125 veces la resolución de masa ($6.88 \times 10^6 M_\odot h^{-1}$), sin embargo los resultados de esta simulación no serán utilizados en el presente trabajo.

Se han corrido una gran cantidad de modelos semi-analíticos sobre las simulaciones Millennium, en este trabajo se utilizó el presentado por Guo et al. (2011), cuyo modelo de formación de galaxias se basa en el crecimiento y fusión de la población de los subhalos, el modelo además tiene en cuenta los procesos de reionización, el enfriamiento del gas, la formación y tamaño de los discos, el *feedback* de Supernova, el crecimiento de los agujeros negros centrales y el *feedback* por AGN, entre otros. La Figura 2.5 muestra con la línea roja sólida la función de masa predicha por el modelo para la Simulación Millennium, y con cruces negras y triángulos azules la medida en el SDSS DR7, puede verse que empalman bien a partir de $3 \times 10^9 M_\odot$, pero que hay una abundancia de objetos más masivos.

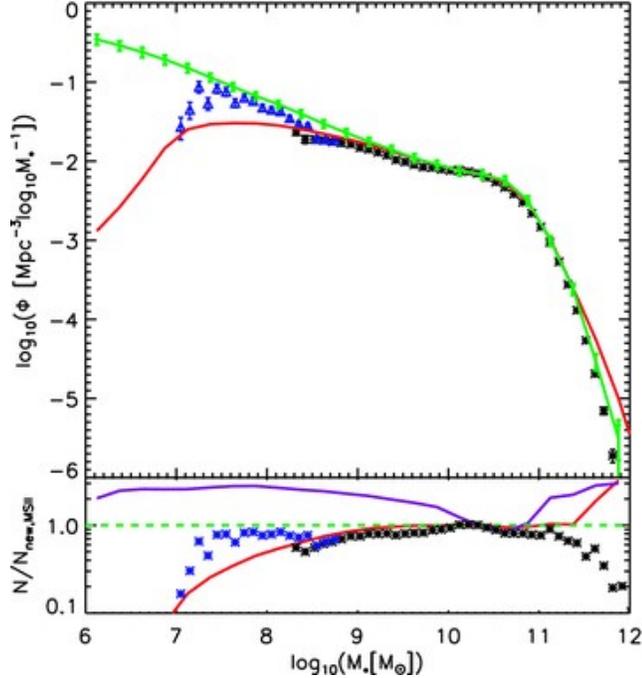


Figura 2.5: Función de masa medida en el SDSS DR7 (cruces negras y triángulos azules) y predicha por el modelo analítico de Guo et al. (2011) en las Simulaciones Millennium (línea roja) y MillenniumII (línea verde).

La función luminosidad predicha por el modelo en los filtros g , r , i y z del SDSS se muestra con una línea verde sólida en la Figura 2.6, mientras que los triángulos negros muestran las funciones calculadas a partir de las muestras de Blanton et al. (2005), tomadas del SDSS a bajo redshift. Para construir la curva de las galaxias sintéticas se utilizaron los resultados de correr el modelo en las simulaciones Millennium y MillenniumII.

Vemos que el modelo semi-analítico subestima la abundancia de galaxias débiles en todas las bandas. Varios efectos contribuyen a esta discrepancia, por ejemplo, la población de galaxias enanas no formadoras de estrellas es significativamente más grande que en los datos del SDSS. El modelo también predice una notable sobrepoblación de objetos brillantes en la banda g , producto de galaxias masivas que han experimentado estallidos de formación estelar debido a fusiones, es probable que el modelo de polvo utilizado sea muy simple y no logre predecir bien la extinción en estos sistemas.

El catálogo final que se utilizó en este trabajo contiene más de 6 millones de objetos, y solo incluye galaxias con magnitudes más brillantes que $M_r = -17$.

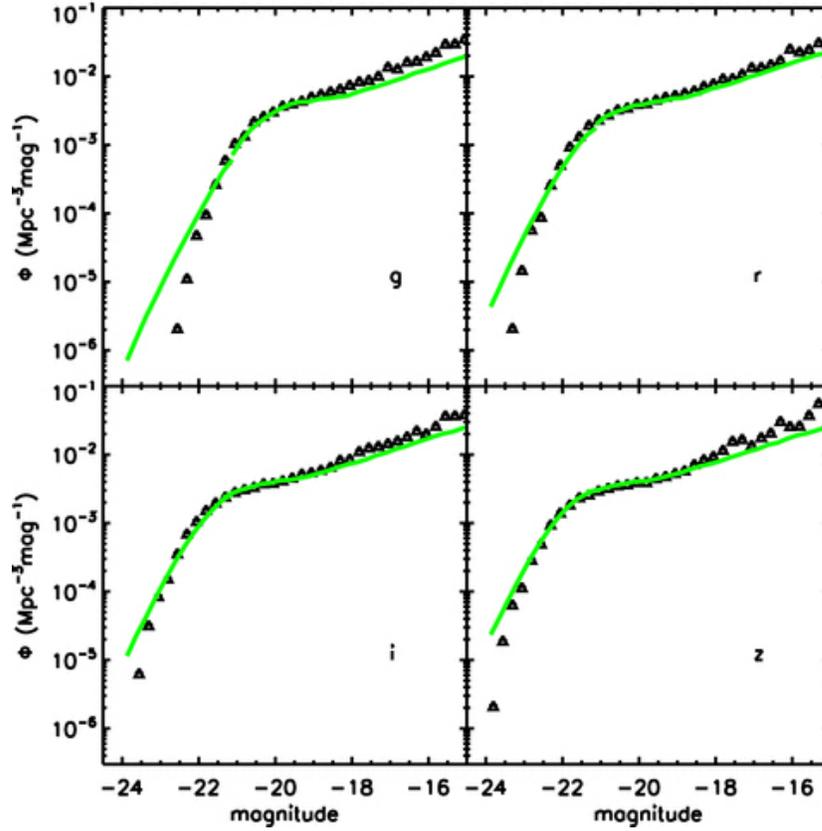


Figura 2.6: Funciones de luminosidad en las bandas espectrales g , r , i y z del SDSS. Las líneas verdes representan la función luminosidad predicha por el modelo semi-analítico de Guo et al. (2011) utilizando las simulaciones Millennium y MillenniumII. Los triángulos negros son las funciones luminosidades medidas en las muestras de galaxias del SDSS a bajo redshift de Blanton et al., 2005.

Capítulo 3

Voids cósmicos, las grandes regiones subdensas del Universo

En todos los relevamientos en redshift de galaxias pueden apreciarse grandes regiones del Universo en las que la densidad de objetos decae abruptamente. Si bien la mayor parte de la materia está ligada formando estructuras virializadas, la mayor fracción del volumen del Universo la ocupan estas regiones vacías de objetos, a las cuales se denominan *voids*.

Como ocurre con la mayoría de las estructuras en gran escala, no existe un acuerdo general para la definición de void, lo que provoca que distintos criterios puedan identificar como voids regiones con características diferentes. Podemos encontrar definiciones de voids de múltiples tamaños, con forma esférica o formas irregulares, algunos autores establecen ciertas restricciones en la luminosidad de sus galaxias, mientras que otros consideran que deben ser regiones completamente vacías de cualquier objeto. Esta falta de consenso a la hora de definir un void hace que resulte muy complicado tratar de comparar catálogos de voids de diferentes autores, aunque en general todos coinciden en que los voids son regiones extremadamente subdensas, donde los valores típicos del parámetro de densidad integrado son $-0.9 \leq \Delta(r) \leq -0.8$ y la zona central del void se caracteriza por tener el valor mínimo de densidad. Otra característica en común que suelen tener las diferentes definiciones es que los bordes del void son muy pronunciados, es decir que la densidad aumenta abruptamente al llegar a la frontera (Colberg et al. 2008, Cautun et al. 2018).

Los métodos de identificación de voids están ligados a la definición que elijamos de ellos, por ejemplo los métodos *Watershed Void Finder* (Platen et al. 2007) y *ZOBOV* (Neyrinck et al. 2008), permiten encontrar voids irregulares transformando la distribución de las galaxias en campos de densidad. Sin embargo, como veremos en la Sección 3.2, las regiones subdensas evolucionan hacia morfologías más esféricas, por lo que aproximar los voids a regiones con esta simetría resulta una simplificación muy útil que permite identificarlos sólo con las coordenadas de su centro y definir su frontera utilizando el radio, además de describir su expansión con el radio del void,

$R_{void}(t)$, como única variable.

En este trabajo hemos optado por utilizar la definición de voids esféricos, y para identificarlos se utilizó una variable del método propuesto por Padilla et al. (2005), conocido como *Spherical Void Finder* (SVF), cuyo algoritmo consiste en:

- Elegir un gran número de posiciones aleatorias dentro del volumen en el que se buscan los voids. Mientras mayor sea el número de posiciones mayor será la probabilidad de encontrar el centro real de los voids.
- Se calcula el contraste de densidad integrado en función del radio, $\Delta(r)$, en esferas centradas en las posiciones aleatorias generadas en el paso anterior. Donde, para el caso puntual de una esfera, $\Delta(r)$ viene dado por la siguiente ecuación:

$$\Delta(r) = \frac{3}{r^3} \int_0^r \delta(r') r'^2 dr' \quad (3.1)$$

Siendo δ es el contraste adimensional de densidad definido por la Ecuación 1.23.

- Se establece un criterio de densidad δ_{max} , tal que en los voids identificados el parámetro de densidad integrado, Δ , no supere este valor ($\Delta \leq \delta_{max}$).
- Se descartan todas las esferas que no lo cumplan con el criterio establecido.
- Una vez determinadas las esferas que cumplan con el criterio se establece para cada una el radio máximo para el cual el criterio continúa siendo válido.
- El método define a los voids como una estructura esférica única por lo que no admite superposición entre ellos, debido a esto el último paso consiste en remover todas las esferas que se superpongan y remplazarlas por una única esfera que contenga a las removidas.

Resulta un método simple de aplicar a cualquier distribución de objetos y además cuenta con un único parámetro libre δ_{max} , por lo que los voids identificados serán objetos comparables entre sí. La Figura 3.1 muestra un corte transversal de una simulación numérica donde se aplicó el SVF, los voids encontrados se representan con un círculo siendo el punto azul la posición del centro de los mismos.

Una de las dificultades que presenta este método es que la precisión con que identifica los voids depende de la cantidad posiciones aleatorias con las que se inicia la búsqueda, por lo tanto, mientras mayor sea el volumen de la distribución donde se lo aplique mayor deberá ser la cantidad de estas posiciones aleatorias, de lo contrario la precisión en los objetos encontrados disminuirá considerablemente. Para solucionar este problema empleamos una modificación del método, que limita las regiones donde buscamos los candidatos a voids, la misma será descripta detalladamente más adelante en la Sección 4.1.1.

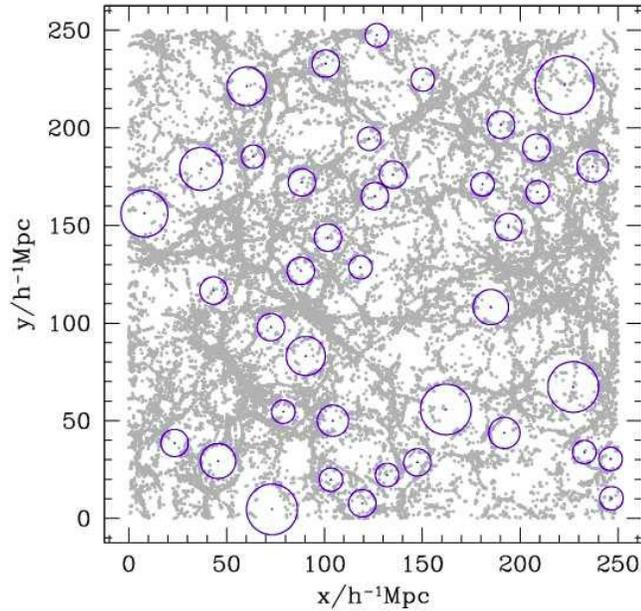


Figura 3.1: Corte transversal de una simulación numérica a la que se le aplicó el método de identificación de voids SVF bajo el criterio $\delta_{max}=-0.9$. Los voids identificados se representan con círculos azules y su centro como un punto del mismo color. La imagen fue extraída del trabajo de Padilla et al. (2005).

3.1. Galaxias en voids

Si bien son regiones extremadamente subdensas la mayoría de los autores coinciden en que los voids no están completamente vacíos de galaxias, por lo que resulta de particular interés estudiar las propiedades que tienen los objetos en estos entornos, ya que su historia de formación es muy diferente a la de galaxias que habitan las zonas más densas de la estructura en gran escala, dada la baja probabilidad de *mergers* e interacciones entre galaxias que hay en las regiones subdensas.

Una de las propiedades fundamentales de toda distribución de galaxias es su Función de luminosidad (FL), que indica como se distribuyen las luminosidades entre la población de objetos. Calcular la FL dentro de los voids representa un buen test para distintos modelos de formación de galaxias, principalmente porque los modelos de Materia Oscura Fría predicen la existencia de una gran cantidad de halos de baja masa dentro de los voids (Dekel & Silk, 1986), si estos contienen galaxias enanas entonces la FL medida en los voids tendría que tener una pendiente empinada en el extremo débil. En el trabajo de Hoyle et al. (2005) se calculó la FL para una muestra de ~ 10000 galaxias del SDSS pertenecientes a voids esféricos y a su contorno local, identificándolos bajo el criterio $\delta_{max} = -0.6$. Se dividió la muestra en dos, una de

galaxias cercanas ($z < 0.025$) y otra de galaxias lejanas ($0.034 < z < 0.089$), y se comparó el resultado con la FL de galaxias ubicadas en las paredes de los voids. La Figura 3.2 muestra las distintas FL calculadas, a la izquierda se muestran los resultados obtenidos para las muestras lejanas y cercanas, y a la derecha la combinación de ambas muestras.

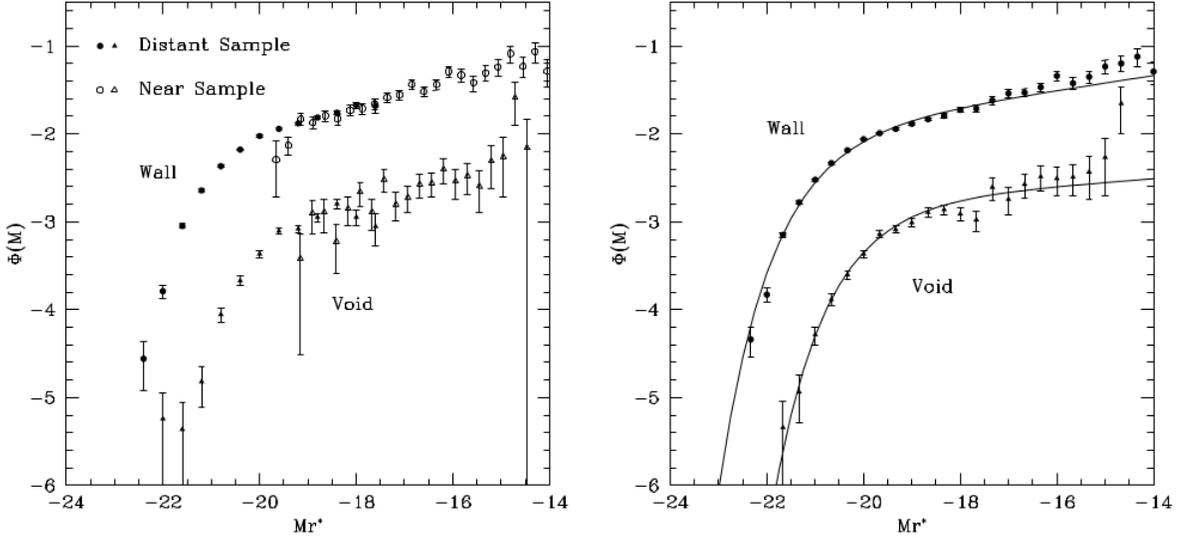


Figura 3.2: Funciones de luminosidad calculadas por Hoyle et al. (2005). A la izquierda se ve el resultado para galaxias dentro de los voids y en las paredes, para muestras cercanas ($z < 0.025$) y lejanas ($0.034 < z < 0.089$). A la derecha se ve el resultado de combinar las muestras lejanas y cercanas.

La FL medida en los voids decae más rápido que la de las paredes lo que indica que las galaxias en estos son más débiles, sin embargo las pendientes en el extremo débil de ambas muestras son consistentes, por lo que no hay evidencia de una sobrepoblación de galaxias enanas dentro de los voids. Hasta la actualidad no hay evidencia de que un tipo especial de galaxias pueblen los voids, de hecho parecería que todos los tipos de galaxias se apartan de igual manera de estas regiones.

Hay otras características que distinguen a las galaxias de los voids de aquellas que habitan regiones de mayor densidad. En el trabajo de Rojas et al. (2004), se estudia la distribución de color en las mismas muestras de galaxias utilizadas por Hoyle et al. (2005), dividiéndola además en galaxias débiles ($M_r > -17$) y brillantes ($M_r \leq -17$). La distribución de los colores $u - r$ y $g - r$ encontrada para las diferentes muestras cercanas ($z < 0.025$) puede verse en la Figura 3.3 y mientras que en la Figura 3.4 pueden verse los resultados para las muestras lejanas ($0.034 < z < 0.089$). Tanto para las muestras lejanas como para las cercanas puede verse que las galaxias que habitan el interior de los voids son en promedio más azules que aquellas que habitan zonas de mayor densidad, lo que resulta más evidente en las muestras lejanas.

Esta diferencia intrínseca en los colores de las galaxias dentro y fuera de los voids

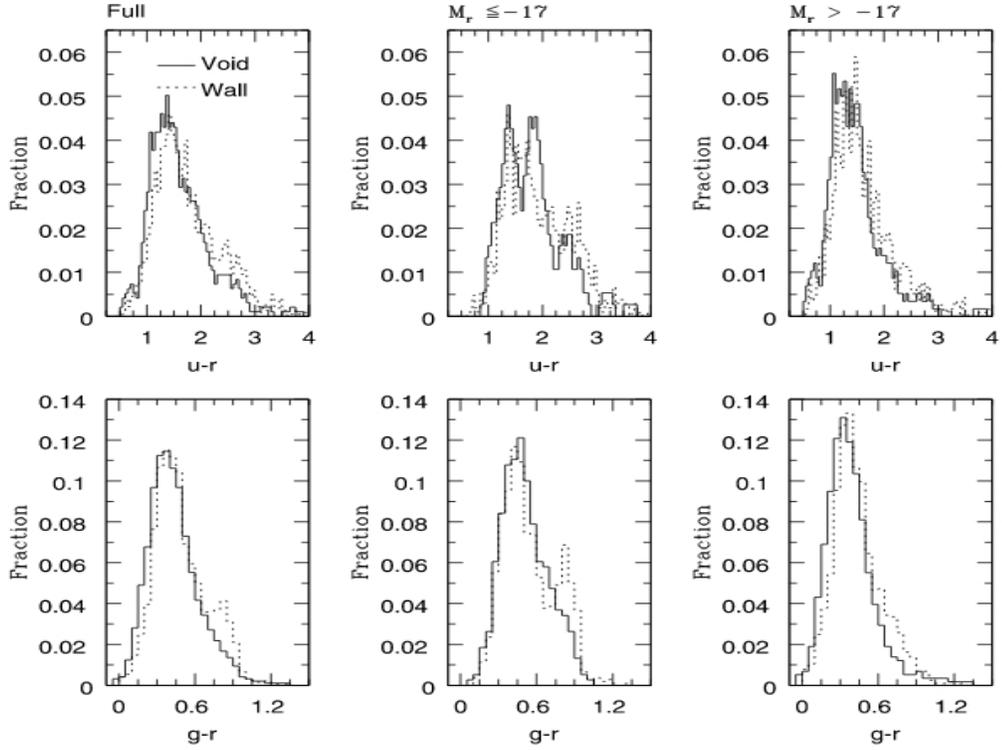


Figura 3.3: Arriba: Distribución del color $u-r$ para las muestras de galaxias cercanas ($z < 0.025$) completa, brillantes ($M_r \leq -17$) y débiles ($M_r > -17$), para galaxias dentro de los voids (línea sólida) y galaxias en las paredes (línea punteada). Abajo: Distribución del color $g-r$ para las mismas muestras que en la parte de arriba. Resultados extraídos del trabajo de Rojas et al. (2004).

se debe principalmente a la formación estelar (FE), que depende fuertemente del medio en gran escala en el que habita una galaxia, ya que es común la presencia de gas caliente en las regiones de mayor densidad que apaga la FE en las galaxias que contiene y, al quedar mayormente pobladas por estrellas viejas, las vuelve más rojas. En Hoyle et al. (2004) se utilizaron como indicadores de la FE el ancho equivalente de la línea de emisión H_α y la línea prohibida [OII], aunque esta última no puede ser detectada por el SDSS en galaxias con $z < 0.07$ por lo que las mediciones de la misma solo están disponibles para las muestras lejanas. La distribución de anchos equivalentes de H_α en todas las muestras puede verse en la Figura 3.5, el valor medio para las muestras lejanas son 19.17 ± 0.68 dentro de los voids y 11.77 ± 0.16 para las paredes, y para las cercanas 35.31 ± 0.26 y 26.18 ± 0.65 respectivamente. Al igual que para H_α el valor promedio de los anchos equivalentes de [OII], cuya distribución puede verse en la Figura 3.6, es mayor en los voids, 14.26 ± 0.40 , que en las paredes, 9.44 ± 0.09 .

Estos resultados permiten afirmar que la intensidad de las líneas H_α y [OII] es mayor en las galaxias que habitan los voids comparada con aquellas que pueblan las

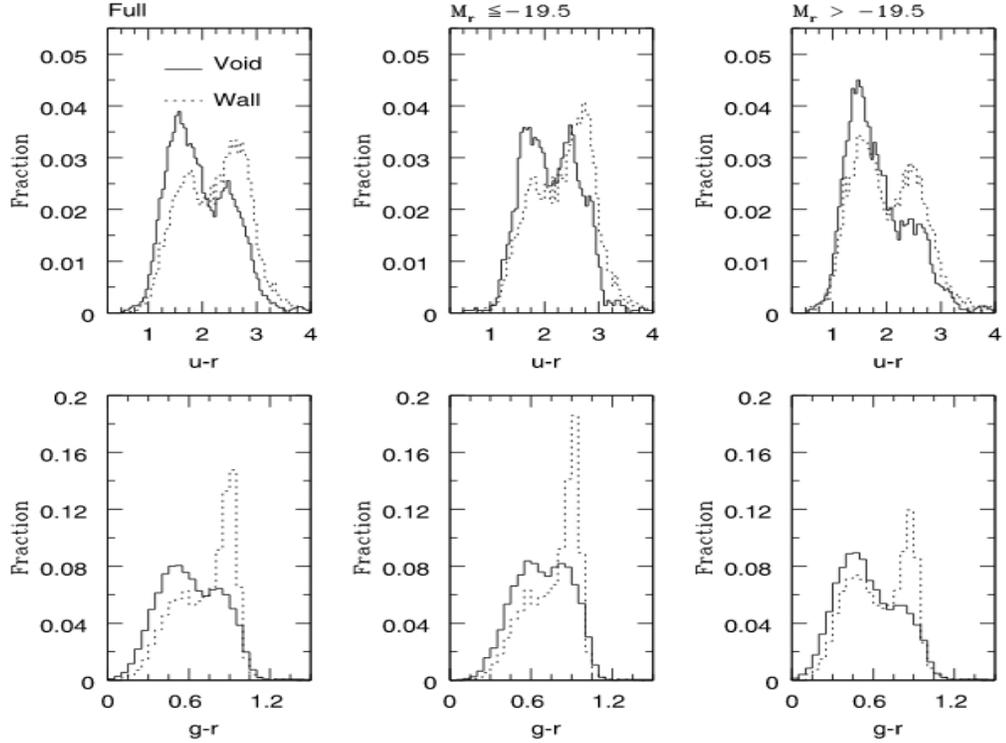


Figura 3.4: Arriba: Distribución del color $u-r$ para las muestras de galaxias lejanas ($0.034 < z < 0.089$) completa, brillantes ($M_r \leq -17$) y débiles ($M_r > -17$), para galaxias dentro de los voids (línea sólida) y galaxias en las paredes (línea punteada). Abajo: Distribución del color $g-r$ para las mismas muestras que en la parte de arriba. Resultados extraídos del trabajo de Rojas et al. (2004).

regiones más densas, sin importar la profundidad o la luminosidad de la muestra, lo que se traduce en una mayor tasa de FE.

3.2. Evolución dinámica de los voids

Si bien los voids tienen su origen en las perturbaciones negativas en el campo de densidad original del Universo, el modelo de colapso jerárquico establece que la formación de cualquier sistema involucra la fusión de subestructuras y objetos pequeños que se han formado con anterioridad, siendo de esta forma las estructuras más chicas las que originan a las más grandes. Los estudios realizados por Dubinski et al. (1993) sobre simulaciones numéricas de N-cuerpos en un Universo de Einstein-de Sitter muestran que los voids también siguen el modelo jerárquico, ya que dos voids pequeños y adyacentes pueden fusionarse para dar origen a uno más grande (como muestra la Figura 3.7), en el proceso el material entre ellos se comprime originando filamentos y paredes. Otros resultados interesantes de los trabajos con simulaciones numéricas

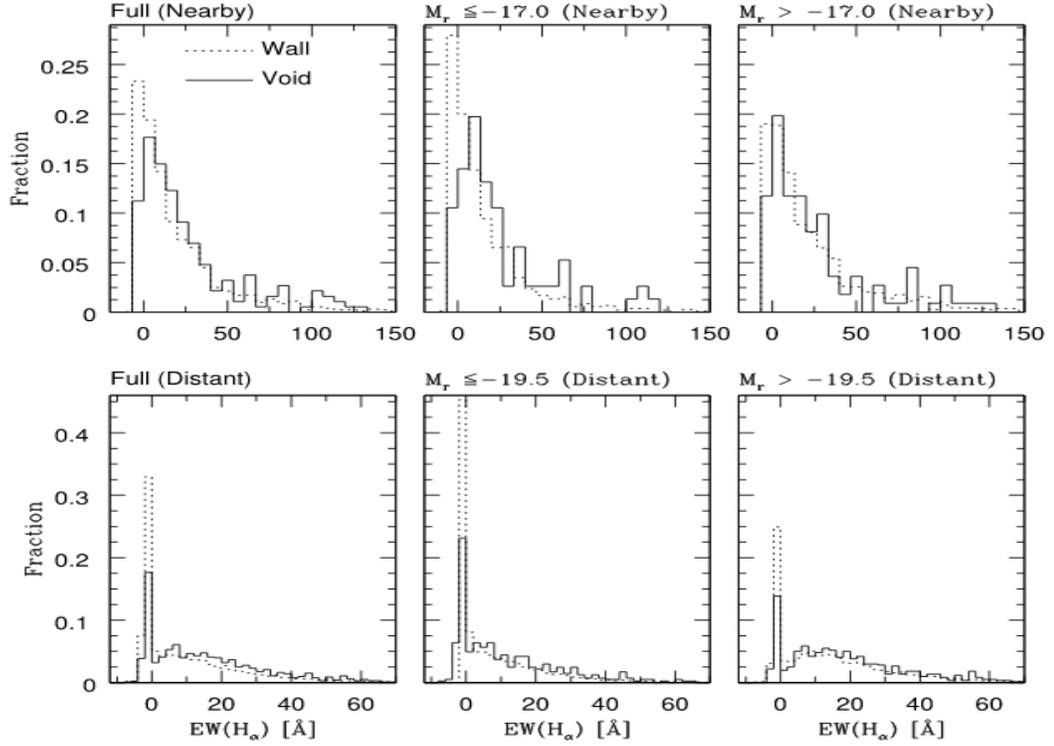


Figura 3.5: Arriba: Distribución del ancho equivalente de la línea de emisión H_α para las muestras de galaxias cercanas ($z < 0.025$) completa, brillantes ($M_r \leq -17$) y débiles ($M_r > -17$), para galaxias dentro de los voids (línea sólida) y galaxias en las paredes (línea punteada). Abajo: Mismas distribuciones pero para las muestras de galaxias lejanas ($0.034 < z < 0.089$). Resultados extraídos del trabajo de Rojas et al. (2004).

son que la componente tangencial de las velocidades peculiares de las galaxias tiende a aumentar hacia las paredes de los voids (Ruiz et al. 2015), y, que no todos los voids tienden a expandirse, sino que, cuando se encuentran dentro de una sobredensidad a gran escala colapsan hasta desaparecer (Seth & van de Weygaert, 2004).

Además de la expansión de los voids, o el colapso, otra propiedad evolutiva que los caracteriza es su tendencia a volverse regiones esféricas con el transcurso del tiempo, esto fue corroborado, en primer medida, en cálculos numéricos para modelos de voids elipsoidales en el trabajo de Fujimoto 1983, aunque es un efecto detectado en múltiples simulaciones numéricas. Este efecto se ve reflejado en el campo de velocidades peculiares de un void de densidad uniforme, para el cual un observador situado dentro del void verá un campo de velocidades comparable al de Hubble.

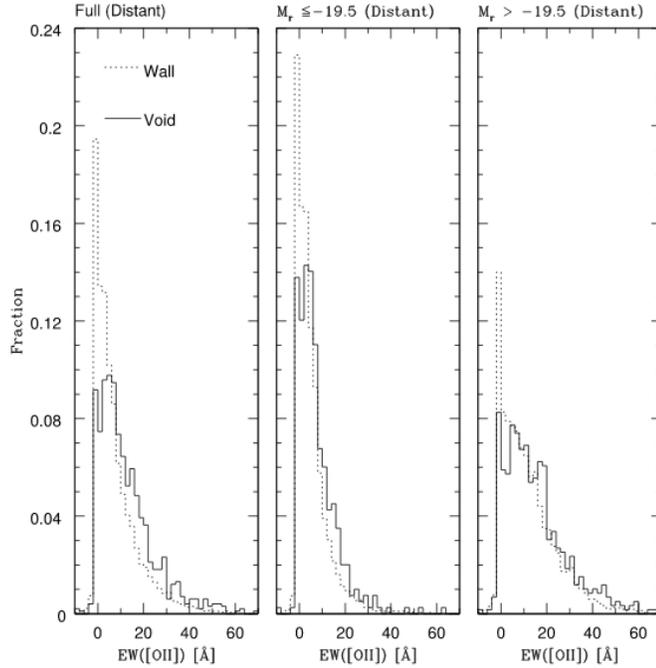


Figura 3.6: Distribución del ancho equivalente de la línea prohibida [OII] para las muestras de galaxias lejanas ($0.034 < z < 0.089$) completa, brillantes ($M_r \leq -17$) y débiles ($M_r > -17$), para galaxias dentro de los voids (línea sólida) y galaxias en las paredes (línea punteada). Figura tomada del trabajo de Hoyle et al. (2005).

3.3. Velocidades de desplazamiento de los voids

Como se mencionó anteriormente este trabajo, la dinámica interna de los voids está fuertemente ligada al ambiente en gran escala que los rodea y es posible clasificarlos en dos grupos, aquellos que se expanden comprimiendo la materia a su alrededor, y los voids destinados a desaparecer que están en un proceso de colapso. Esto puede llevarnos a pensar que los voids son estructuras fijas, en reposo respecto a un sistema de coordenadas comóviles, sin embargo las velocidades del grueso del movimiento del material interno y del que rodea a los voids muestran valores muy similares, tanto en módulo como en dirección, esto indica que ambos están afectados por un movimiento global en común.

Un estudio más detallado de estos efectos puede verse en el trabajo de Lambas et al. (2016) en el cuál mediante simulaciones se comparan las velocidades de propagación en la región central del void ($r/R_{void} < 0.8$) y en su cáscara ($0.8 < r/R_{void} < 1.2$), encontrando que existe una relación lineal entre los módulos de estas, la cuál puede verse en la Figura 3.8, además de una cierta coherencia en la dirección de las mismas. En el mismo trabajo se concluye que las velocidades peculiares de los voids como una estructura única toman valores de $\sim 300 - 400 \text{ Km/s}$, resultados comparables a los de

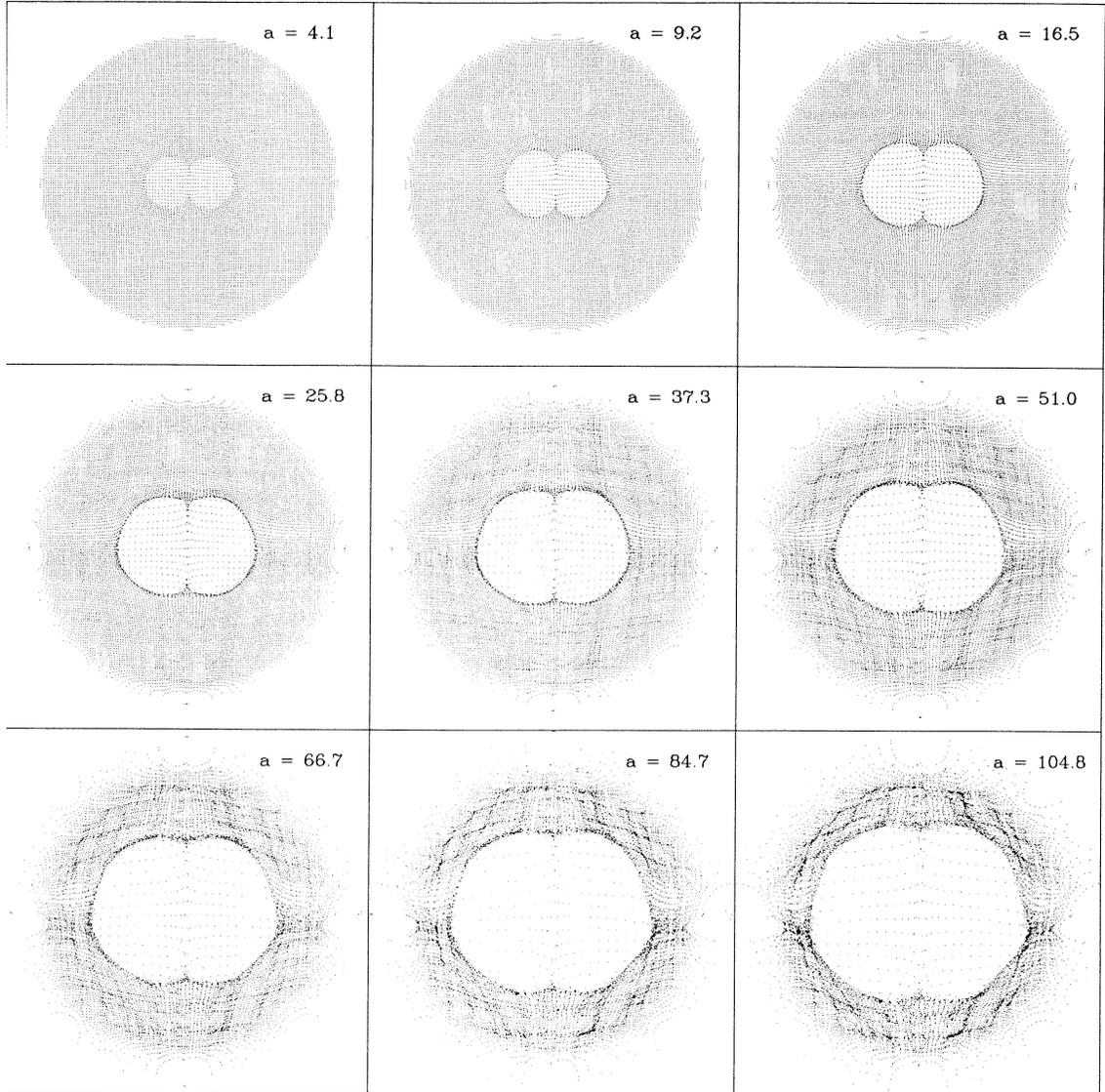


Figura 3.7: Evolución de dos voids adyacentes. La imagen se tomó del trabajo de Dubinski et al.(1993), y muestra la posición comóvil de las partículas en el plano que pasa por el centro de los voids en diferentes épocas.

las velocidades medias de los picos de alta densidad en la estructura en gran escala, como ser los cúmulos de galaxias.

Utilizando las velocidades medias de las cáscaras de los voids como indicadores de la velocidad de su centro, Ceccarelli et al. (2016) estudiaron algunas de sus propiedades dinámicas, entre otras, encontraron que existe una tendencia de las velocidades a disminuir a medida que aumenta el tamaño de los voids, como puede verse en la Figura 3.9. Además vemos que el comportamiento de los voids coincide con el descrito por cáscaras de materia tomadas al azar, esto implica que las regiones subdensas también están afectadas por el flujo a gran escala que origina la estructura en gran

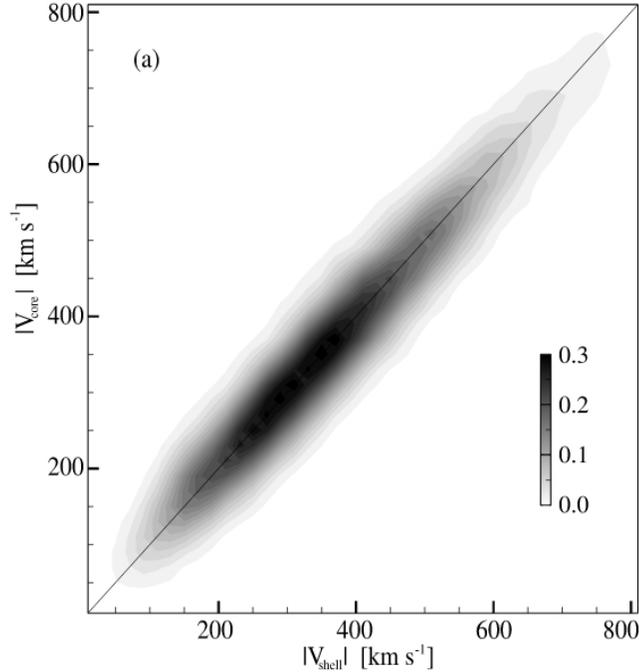


Figura 3.8: Relación entre las velocidades de desplazamiento de las cáscaras de los voids y de los centros, la función distribución de voids se cuenta en bins de $|V_{shell}|, |V_{core}|$. La velocidad de la cáscara corresponde a la velocidad media de los halos de materia oscura ubicados a una distancia $0.8 < r/R_{void} < 1.2$ del centro, mientras que la de la región central a halos en $r/R_{void} < 0.8$. La línea negra sólida muestra una relación casi lineal con pendiente 0.96. (Imagen extraída del trabajo de Lambas et al., 2016).

escala. Este resultado fue corroborado en voids observacionales identificados en el SDSS-DR7 (como muestra la Figura 4.4), para ello se asignaron velocidades peculiares a las galaxias utilizando el campo de velocidades linealizadas de Wang et al. (2012), mientras que la velocidad de los voids se calculó de manera idéntica a los voids de la simulación.

En contraste con las esferas centradas aleatoriamente en la simulación, la dinámica de los voids está dominada por un campo de velocidades divergentes, por lo tanto las galaxias (o los halos) que fluyen alejándose del centro de los voids están sujetas a ambos movimientos, el de expansión de la cáscara y del void como una entidad global.

3.4. Los voids como herramientas de estudio

En las regiones de alta densidad, como cúmulos o filamentos, los datos observacionales están fuertemente distorsionados por velocidades peculiares (Sección 2.2.1).

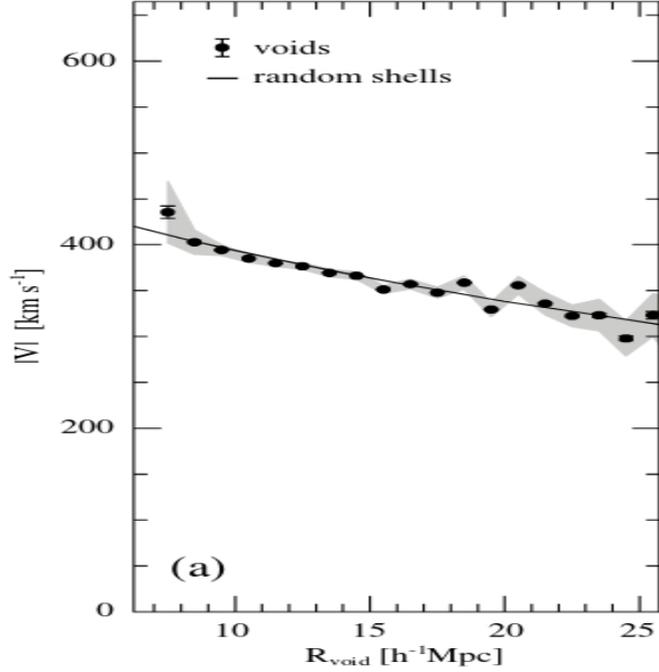


Figura 3.9: Velocidad media de los voids de la simulación (puntos negros) en función de su radio. La línea sólida indica la velocidad media de esferas centradas aleatoriamente. Las barras de error muestran el error estándar de las velocidades medias y la región gris la desviación estándar de la distribución de velocidades. (Imagen extraída del trabajo de Ceccarelli et al., 2016).

Por otro lado, fenómenos astrofísicos cuyos efectos no logran ser reproducidos a la perfección por las simulaciones numéricas (Sección 2.3) son más comunes en estas regiones, como el *feedback* de Super Novas, el enfriamiento radiativo del gas u otros ligados a la interacción entre galaxias, como el calentamiento del gas por choques, lo que produce que los resultados obtenidos con simulaciones difieran de los datos reales.

Podemos ver que estudiar las regiones de alta densidad presenta dificultades, tanto observacionalmente como con datos sintéticos. En cambio, las propiedades intrínsecas de las galaxias en los voids muestran un proceso evolutivo más lento, causado principalmente porque la baja probabilidad de encuentros entre galaxias hace que los objetos en los voids tengan poca evolución dinámica en términos de fusiones y pasajes próximos, haciendo que estas regiones todavía contengan información del Universo en su estado más puro. Esta característica convierte a los voids en laboratorios únicos para la caracterización del espectro primordial de fluctuaciones y aportar significativamente a los diversos modelos y procesos de formación de galaxias y estructuras en el Universo.

Otra ventaja que presentan los voids es la posibilidad de describir la estructura en gran escala en base a la expansión de estas subdensidades, bajo este punto de vista la red cósmica es el resultado de la compresión de la materia situada entre dos voids

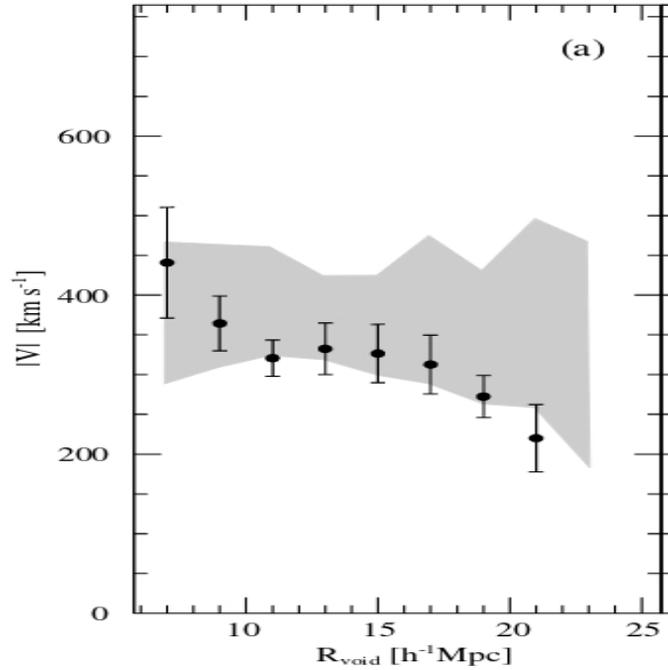


Figura 3.10: Velocidad media de los voids del SDSS (puntos negros) en función de su radio. Las barras de error muestran el error estándar de las velocidades medias y la región gris la desviación estándar de la distribución de velocidades. (Imagen extraída del trabajo de Ceccarelli et al., 2016).

expandiéndose. De esta forma la evolución y formación de la estructura en gran escala puede ser estudiada en términos de la evolución individual de los voids, en lugar de considerar los efectos gravitatorios no lineales que rigen la evolución de las regiones más densas.

Si consideramos los voids como regiones aisladas para estudiarlos como objetos individuales y caracterizar su estructura interna, vemos que su particular campo de velocidades peculiares con simetría radial permite considerar el interior de un void como un Universo en miniatura con una constante de Hubble característica.

Capítulo 4

Estudios de la distribución de galaxias dentro de los voids

4.1. Funciones de Correlación en la simulación Millennium

Como se mencionó en la Sección 2.4, a partir del modelo semi-analítico de Guo et al. (2011) utilizado en la simulación numérica Millennium, se construyó un catálogo de galaxias sintéticas con los datos de magnitud en unidades de $[M_r]$, posición, en $[\text{Mpc}h^{-1}]$, y velocidad propia, medida en $[\text{Kms}^{-1}]$, de más 6 millones de galaxias (6.150.491), el mismo sólo considera objetos más brillantes que $M_r = -17$.

Las posiciones de las galaxias del catálogo indican su distribución en el volúmen de la simulación Millennium, lo que equivale al espacio real de las galaxias. Para construir un catálogo en el cuál las posiciones correspondan al espacio de redshift, y poder comparar las propiedades de cada distribución, es necesario modificar las posiciones de las galaxias usando los datos de sus velocidades propias, para ello asumimos que la nueva distribución de objetos corresponde a la descrita por un observador en reposo situado en $z \rightarrow -\infty$, de esta forma solo la componente v_z de la velocidad peculiar de cada objeto afecta su posición. Bajo esta hipótesis recalculamos las posiciones de cada galaxia dejando sus coordenadas x e y intactas, y reemplazando su coordenada z por z_{red} , la cual viene dada por:

$$z_{red} = z + \frac{v_z}{H} = z + \frac{v_z}{100h} \quad (4.1)$$

4.1.1. Identificación de los Voids

Con los catálogos en el espacio real y el espacio de redshift construidos proseguimos a identificar los voids en ambas distribuciones. Para hacerlo usamos como

trazadores de la estructura en gran escala solo las galaxias brillantes, por lo que, en primer lugar, vaciamos ambas distribuciones de galaxias débiles, quedandonos solo con aquellas con $M_r < -20.6$, la elección de este valor crítico para la magnitud se debe a que posteriormente buscaremos comparar nuestros resultados con datos observacionales y de esta forma tenemos la misma densidad de trazadores que utilizando el valor típico para la magnitud crítica en las galaxias del SDSS ($M_r = -20$). Una vez definidos los trazadores en ambos espacios, como el volumen de la simulación Millennium es considerablemente grande, utilizamos una variante del método SVF descrito al principio del capítulo 3, la cual está desarrollado detalladamente en el trabajo de Ruíz et al. (2015), a continuación listaremos solo sus principales pasos:

- Para limitar la búsqueda de voids a las regiones de menor densidad en la distribución de galaxias, el primer paso es realizar una fragmentación de Voronoi, la cual consiste en asignar a cada galaxia una celda de Voronoi constituida por la región del espacio que está más cerca de ese objeto que de cualquier otro, de esta forma podemos estimar el campo de densidad como la inversa del volumen de cada celda de Voronoi.
- Las regiones candidatas a voids se seleccionan centradas en la posición de las celdas cuyo contraste de densidad satisfaga $\delta < -0.8$.
- En cada uno de estos centros calculamos el contraste de densidad integrado, $\Delta(r)$ (Ec. 3.1), en esferas con radios crecientes r , hasta que estas dejen de satisfacer el criterio $\Delta(r) < -0.9$.
- Las regiones identificadas hasta el momento todavía no son consideradas voids, ya que aún no poseen la mejor elección posible del radio y el centro de estos objetos. Para encontrar los valores óptimos de estas cantidades desplazamos, mediante un salto aleatorio proporcional al radio del void, los candidatos a centros y calculamos nuevamente el radio máximo para el cuál se mantiene válido el criterio del paso anterior.
- Repetimos este proceso varias veces, de tal forma que tenemos una caminata aleatoria para cada uno de los centros candidatos, en la que cada paso solo es tenido en cuenta si el radio máximo obtenido es mayor al del paso anterior, de esta forma, al finalizar la caminata, tendremos una mejor aproximación para el radio y el centro de los voids.
- Para finalizar con la identificación se remueven todas las esferas que se superpongan, comenzando con el candidato a void más grande.

Cabe destacar que la condición del volumen periódico también se aplicó a los voids, por lo que un void identificado cerca del borde de la simulación puede continuarse por el lado opuesto.

Para la distribución de galaxias en el espacio real se encontraron y catalogaron 2018 voids, mientras que en el espacio de redshift 2027. Los catálogos de estos objetos

incuyen los datos de las coordenadas de sus centros ($[Mpch^{-1}]$), el radio de los mismos ($Mpch^{-1}$) y las componenetes de la velocidad del void como un todo ($[Kms^{-1}]$) medidas utilizando la cáscara externa del void (entre 0.8 y 1.2 R_{void}). En las dos distribuciones el tamaño de estas regiones varía entre ~ 7.5 y ~ 26.5 $Mpch^{-1}$ de radio, los histogramas de los mismos pueden verse en la Figura 4.1, de la cual se deduce que, si bien no hay grandes diferencias de tamaños entre los voids de un espacio y otro, los del espacio de redshift son ligeramente más grandes.

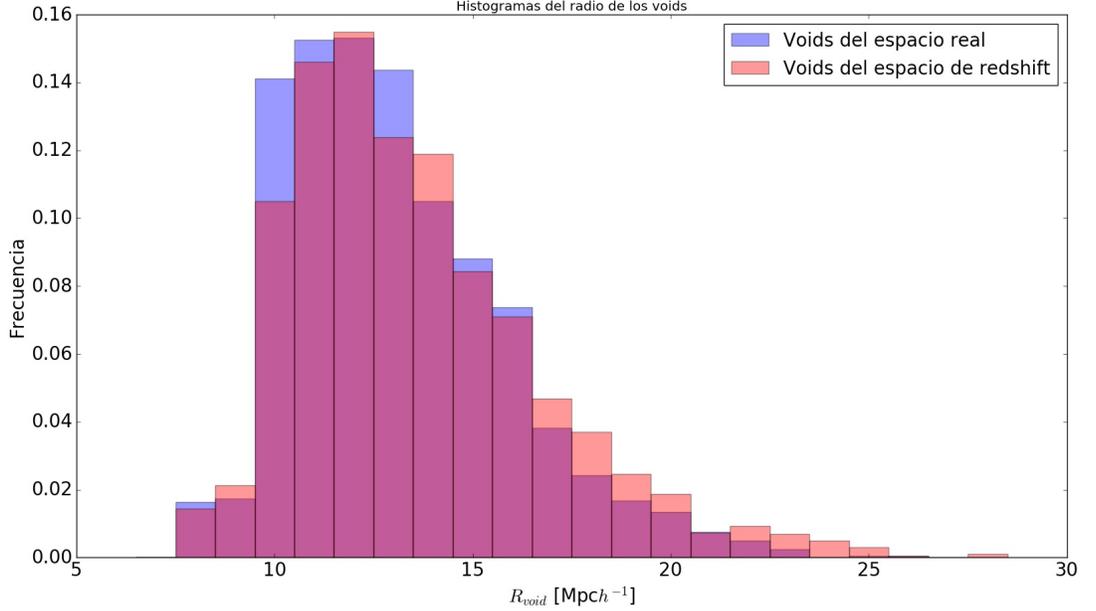


Figura 4.1: Distribución normalizada de los radios de la población de voids identificados en el espacio real (azul) y en el espacio de redshift (rojo).

A modo de ejemplo la Figura 4.2 muestra un corte transversal de $5Mpch^{-1}$ de ancho ($252.5Mpch^{-1} < z < 247.5Mpch^{-1}$) de la distribución de galaxias sintéticas en el espacio real, en la misma, la posición de las galaxias se representa con puntos azules, mientras que los voids identificados por nuestro método aparecen como círculos amarillos. Lo mismo ocurre con la Figura 4.3, solo que para el espacio de redshift, y con puntos rojos para indicar la posición de los objetos.

Una vez identificadas y catalogadas las regiones subdensas, las poblamos con las galaxias débiles que removimos previamente, de esta forma dentro de los voids tenemos galaxias con $-20.6 < M_r < -17$, con las cuales elaboramos dos nuevos conjuntos de datos, uno con la información de las galaxias dentro de los voids en el espacio real, y el otro en el espacio de redshift, ambos con más de 200 mil objetos (216.829 galaxias en los voids del espacio real y 245.902 en los del espacio de redshift). En este punto del trabajo contamos con las posiciones en la simulación de cuatro muestras de galaxias, estas son: las galaxias en el espacio real, las galaxias en el espacio de redshift,

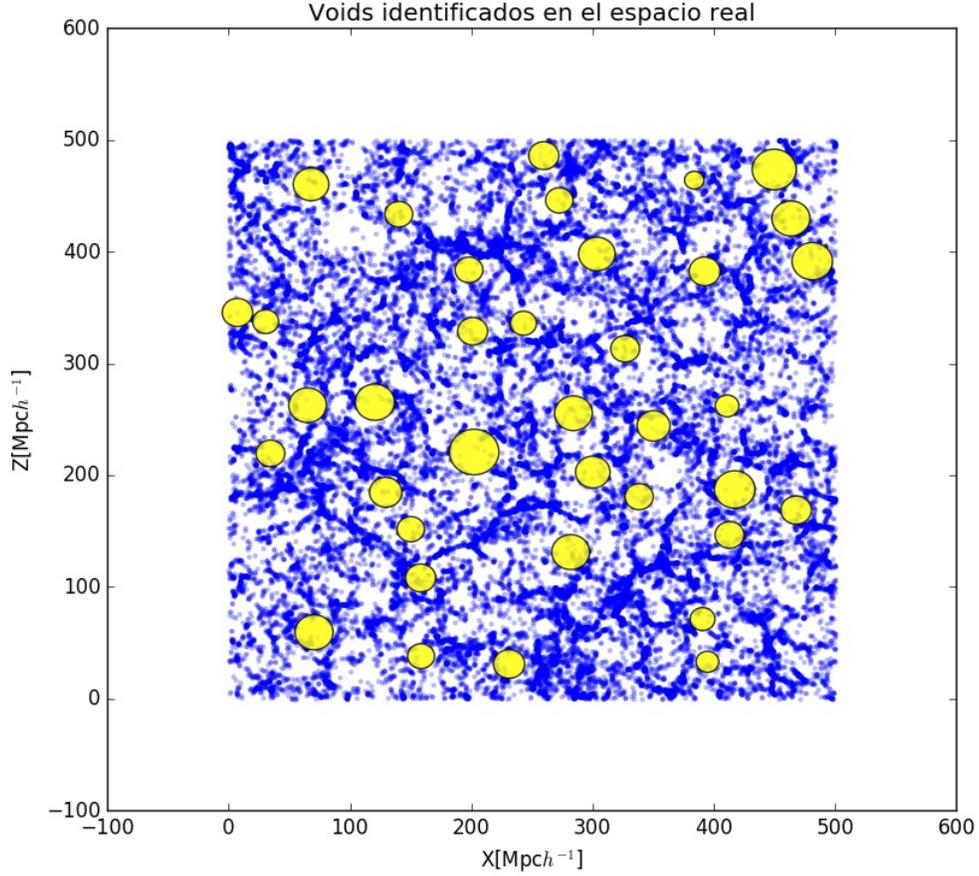


Figura 4.2: Corte transversal de $5\text{Mpc}h^{-1}$ de ancho realizado a la distribución de galaxias del espacio real. Los puntos azules indican la posición de las galaxias, y los círculos amarillos los voids identificados con el método descrito en la Sección 4.1.1.

las galaxias dentro de voids en el espacio real y las galaxias dentro de los voids en el espacio de redshift.

En la Sección 3.1 se presentaron algunas de las propiedades intrínsecas que tienen las galaxias que pueblan los voids, una de ellas es que estos objetos son, en promedio, más azules que las galaxias que pueblan las regiones más densas de la estructura en gran escala. Para constatar que las propiedades de las galaxias de nuestros catálogos sintéticos sean similares a las de las galaxias observacionales, comparamos la distribución del color $g - r$ de las galaxias en todo el espacio con la de las galaxias dentro de voids, los resultados para el espacio real y el espacio de redshift pueden verse en la Figura 4.4 y 4.5 respectivamente. En ambos casos las galaxias que pueblan los voids son, en general, más azules que las de la muestra total de galaxias.

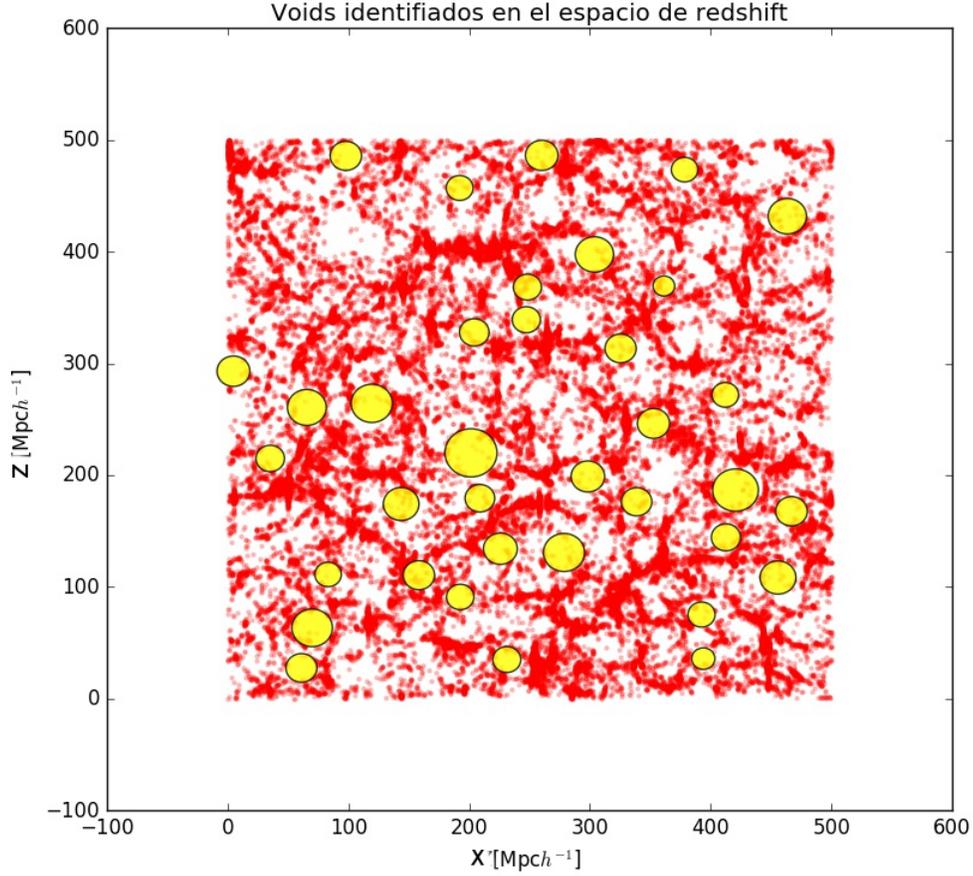


Figura 4.3: Corte transversal de 5Mpch^{-1} de ancho realizado a la distribución de galaxias del espacio de redshift. Los puntos rojos indican la posición de las galaxias, y los círculos amarillos los voids identificados con el método descrito en la Sección 4.1.1.

4.1.2. Comparaciones entre las funciones de correlación

Los voids son regiones donde la probabilidad de interacción entre galaxias es muy baja, por lo que la evolución del espectro de potencias dentro de ellos es mucho más lineal que en las regiones sobredensas, y es posible que todavía conserve información del estado pristino del Universo, lo que sumado al amplio volumen del espacio que ocupan (más del 50%) nos impulsó a estudiar la distribución de galaxias en estos entornos. Con este fin utilizamos los datos de galaxias en voids para estimar la función de correlación dentro de estas regiones, tanto en el espacio real como en el espacio de redshift, y compararlas a su vez con la correspondiente distribución de galaxias en toda la simulación.

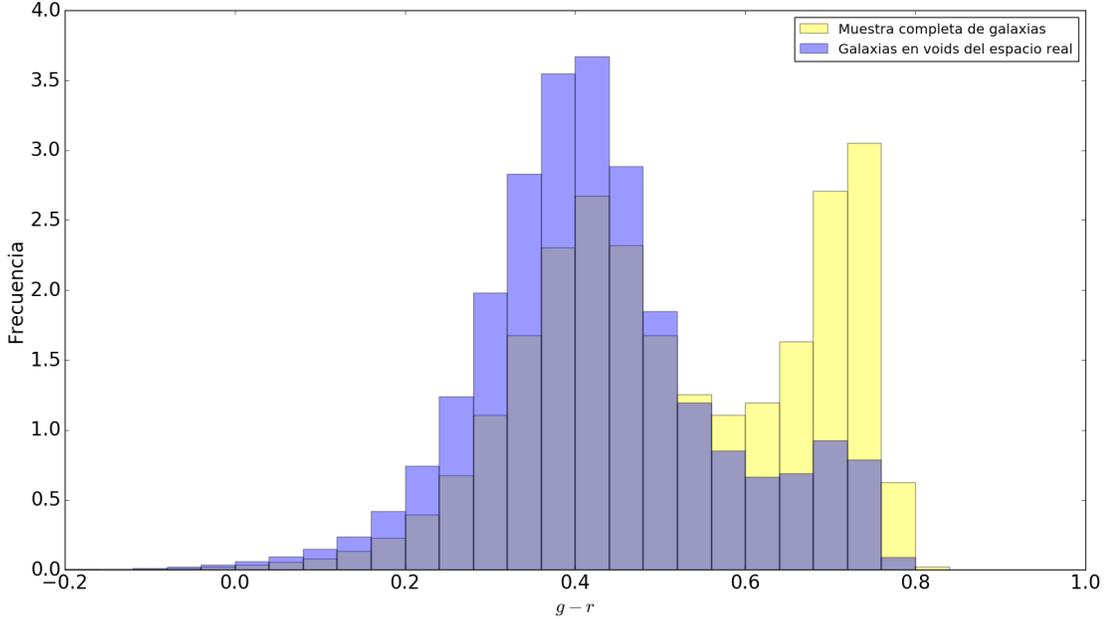


Figura 4.4: Distribuciones normalizadas del color $g - r$ en la muestra de galaxias dentro de los voids identificados en el espacio real (azul), y en la muestra completa de galaxias (amarillo).

El indicador elegido para este propósito fue el de Davids & Peebles (Ec. 2.6), para el cual es necesario calcular los pares galaxia-galaxia (DD) y galaxia-punto aleatorio (DR). Como buscamos medir la función de correlación en el interior de los voids solo sumamos los pares que se encuentran dentro de cada una de estas regiones (no consideramos pares de objetos en voids diferentes), por lo que, para medir los pares DR, fue necesario construir distribuciones uniformes esféricas de puntos aleatorios, con los mismos centros y radios de los voids de cada catálogo. Los resultados obtenidos pueden verse en la Figura 4.6, junto con la distribución de pares de galaxias en función del radio, la línea azul representa la función de correlación de galaxias medida dentro de los voids identificados en el espacio real, mientras que la línea roja lo hace para las galaxias dentro de voids en el espacio de redshift; las rectas punteadas corresponden a la ley de potencias (Ec. 2.9) que mejor ajusta los datos, los valores de los parámetros r_0 y γ fueron calculados con el método de cuadrado mínimos y sus desviaciones estándar (que puede verse al pie de cada figura) como la raíz cuadrada de la traza de su matriz Jacobiana.

Para construir las barras de error se utilizó una técnica conocida como *jackknife*, la cual consiste en calcular $\xi(r)$ en 10-submuestras construidas a partir de la muestra original, en cada uno de estos subconjuntos de datos se dejaban fuera las galaxias de 200 voids distintos, luego, definimos $\xi(j, r)$ donde el índice j toma valores enteros desde 1 a 10, y corresponde a la submuestra para la cual calculamos la función de

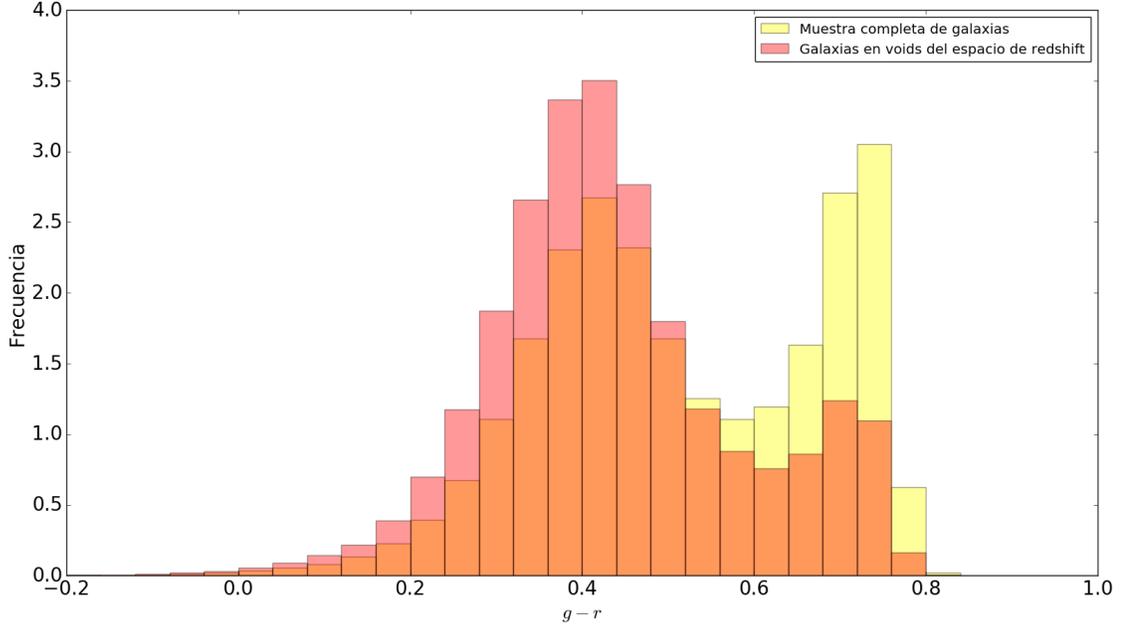


Figura 4.5: Distribución del color $g - r$ en la muestra de galaxias dentro de los voids identificados en el espacio de redshift (rojo), y en la muestra completa de galaxias (amarillo).

correlación, de esta forma la media de la población de voids viene dada por:

$$\mu(r) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \xi(j, r) \quad (4.2)$$

y la varianza de la misma puede calcularse como:

$$\sigma^2(r) = \frac{n-1}{n} \left(\sum_{j=1}^n \xi^2(j, r) - \mu^2(r)n \right) \quad (4.3)$$

en ambos casos n indica la cantidad de submuestras con las que se realizó el *jackknife*, en este caso $n = 10$.

Para estimar la función de correlación en todo el catálogo, tanto en el del espacio real de las galaxias como en el del espacio de redshift, se utilizó el mismo estimador que en los voids. Sin embargo, para evitar tener que calcular los distintos pares para cada uno de los objetos, lo que hubiese significado una enorme cantidad de tiempo de computo, se utilizaron algunas aproximaciones: En primer lugar se eligieron al azar 22.000 galaxias centros para las cuales calcular los pares DD , en lugar de calcularlos para todos los objetos; en segundo lugar, para evitar tener que generar una distribución de puntos aleatorios distribuidos uniformemente en todo el volumen de la simulación, se utilizó un estimador teórico de los pares DR , al cuál denotaremos

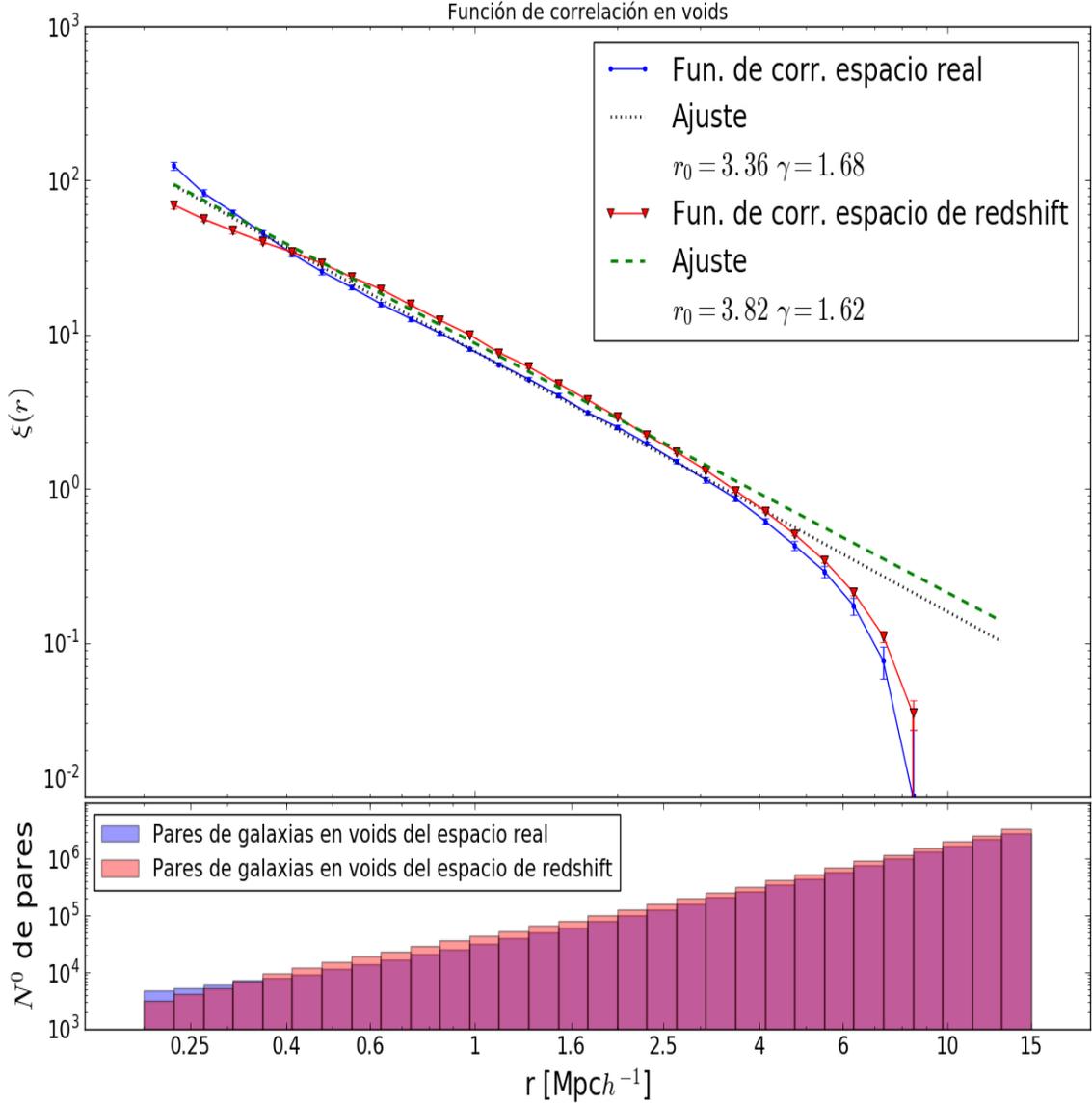


Figura 4.6: Arriba: Funciones de Correlación (líneas continuas) medidas para galaxias dentro de los voids de los catálogos derivados del semi-analítico de Guo et al. (2011), en el espacio real (azul) y de redshift (rojo). Las líneas punteadas muestran la ley de potencias que mejor ajusta $\xi(r)$ sus parámetros toman los valores $r_0 = 3.36 \pm 0.03$ y $\gamma = 1.68 \pm 0.01$ en el espacio real (línea de puntos gruesos negra), y $r_0 = 3.82 \pm 0.08$ y $\gamma = 1.62 \pm 0.03$ en el de redshift (línea de puntos finos verde). Abajo: Histogramas de pares de galaxias separados por una distancia r , en el espacio real (azul) y en el espacio de redshift (rojo).

$\langle DR \rangle$, el mismo viene dado por la siguiente ecuación:

$$\langle DR \rangle = \frac{4}{3} \pi (r_1^3 - r_2^3) \bar{n} \quad (4.4)$$

con r_1 y r_2 los radios de los bins entre los cuales se busca estimar la función de correlación, y \bar{n} es la densidad de galaxias en la simulación dada por $\bar{n} = n_{gal}/L_{box}^3$ con n_{gal} el número de galaxias y L_{box} el largo de los lados de la simulación (500 Mpch^{-1}). Con estas aproximaciones en cuenta el estimador de Davids & Peebles para la función de correlación queda de la siguiente forma:

$$\xi(r) = \frac{DD(r)}{\langle DR \rangle} - 1 \quad (4.5)$$

Los resultados de calcular de esta manera las funciones de correlación en los catálogos completos pueden verse en la Figura 4.7, donde nuevamente la línea azul corresponde a la muestra en el espacio real y la roja a la del espacio de redshift, y las rectas punteadas son los ajustes de la ley de potencias realizados de forma idéntica a la de las muestras de galaxias en voids. En este caso para el cálculo de la varianza en la función de correlación dividimos el volumen total de la simulación en cubos de 20.833 Mpch^{-1} de lado, considerando que el radio medio de los voids identificados es $\sim 13 \text{Mpch}^{-1}$ y que de esta forma el volumen de cada uno de los cubos es comparable al de los voids. En cada uno de los espacios se eligieron al azar la misma cantidad de cubos que de voids identificados, por lo tanto tenemos 2018 cubos aleatorios en el espacio real y 2027 en el espacio de redshift. En ambos casos calculamos la función de correlación en 10-submuestras, contruidas a partir de la muestra original excluyendo las galaxias dentro de 200 cubos aleatorios distintos, y estimamos la varianza de $\xi(r)$ mediante la misma expresión utilizada en los voids (Ec. (4.3)), de esta manera el resultado es comparable con el obtenido dentro de los voids usando la técnica *jackknife*.

En ambos resultados existen diferencias en la función de correlación medida cuando pasamos del espacio real al espacio de redshift, sin embargo estas son mucho más notorias para la distribución de galaxias en toda la simulación que para las muestras de galaxias en los voids, las cuales parecen no sufrir tanto este pasaje entre un espacio y otro. Si bien, en ambos casos los pares de galaxias (DD) cercanos se desarman al pasar del espacio real al espacio de redshift, y son recuperados recién en escalas mayores, lo que produce que las funciones de correlación se crucen, el fenómeno se vuelve menos importante en las galaxias en voids, lo que indica que el efecto de las velocidades peculiares también es menor.

Al no estar tan afectada por las distorsiones del espacio de redshift la distribución de galaxias dentro de los voids resulta un buen estimador para estudiar sus propiedades en el espacio real. Para ver como varía la distribución de las galaxias dentro de estas regiones respecto de la que siguen estos objetos en toda la simulación, comparamos las funciones de correlación de ambas muestras tanto en el espacio real, Figura 4.8, como en el espacio de redshift, Figura 4.9, en las dos imágenes las funciones de correlación medidas dentro de los voids se muestran con color verde.

En ambos casos es apreciable que en los voids los valores de la función de correlación decaen a partir de $r \sim 7\text{Mpc}$, mucho antes que en la muestra completa de

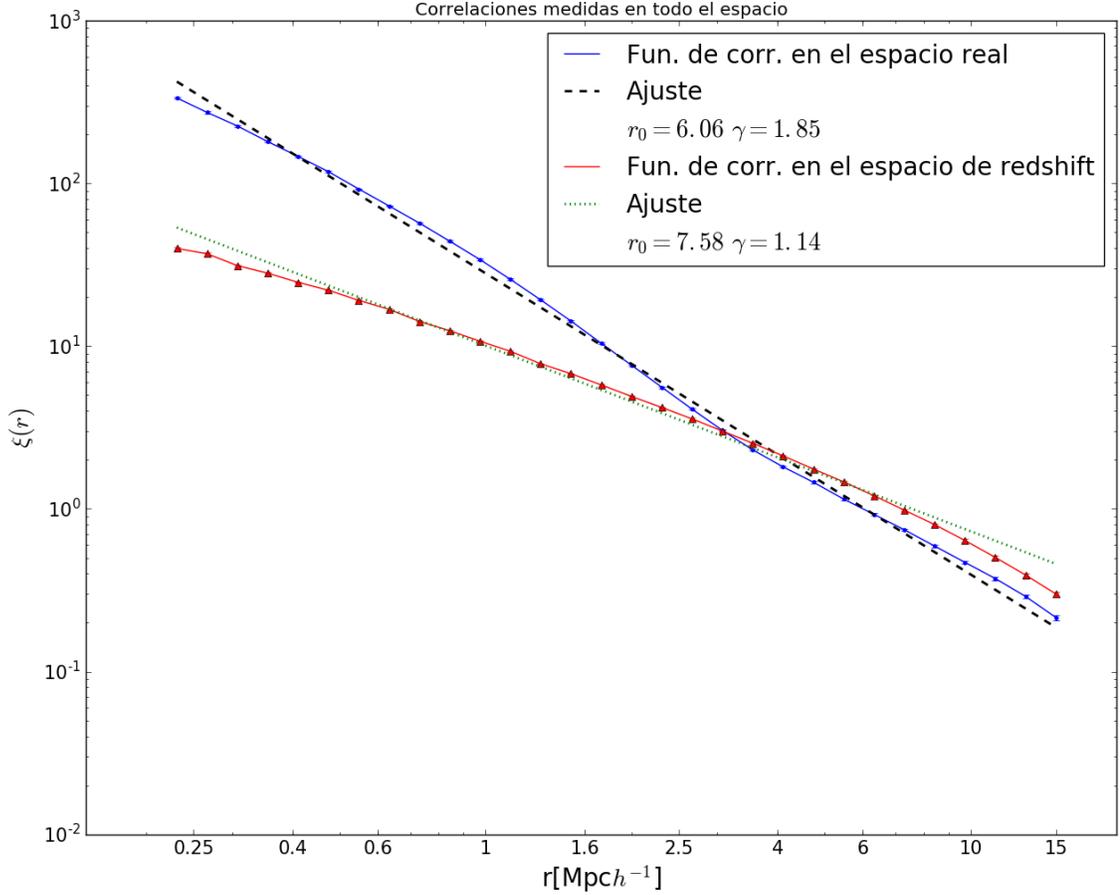


Figura 4.7: Funciones de Correlación de galaxias (líneas continuas) en el espacio real (azul) y de redshift (rojo) para toda la distribución de galaxias de los catálogos derivados del semi-analítico de Guo et al. (2011). Las líneas puntaedadas muestran la ley de potencias que mejor ajusta $\xi(r)$ sus parámetros toman los valores $r_0 = 6.06 \pm 0.21$ y $\gamma = 1.85 \pm 0.03$ en el espacio real (línea de puntos gruesos negra), y $r_0 = 7.58 \pm 0.32$ y $\gamma = 1.14 \pm 0.02$ en el de redshift (línea de puntos finos verde).

galaxias, aunque esto es un efecto de borde que se debe principalmente a que a partir de estas distancias nos acercamos a los valores que toman los radios de los voids, lo que limita la cantidad de pares de galaxias que encontramos en estas muestras.

En este punto nos gustaría destacar los resultados obtenidos en el espacio real (Figura 4.8). Si bien las pendientes en ambas correlaciones son similares, lo que hace que ambas funciones se vean prácticamente paralelas, la diferencia entre sus amplitudes es notable, esto implica que la estructura interna de los voids presenta una menor tendencia, por parte de las galaxias, a agruparse (presentan un *clustering* menor). La distribución de las galaxias dentro de los voids resulta similar a la observada en la Red cósmica en una edad más temprana del Universo (Baugh et al., 1999; Sridhar et al., 2017), lo que nos lleva a pensar que los voids pueden ser considerados como pequeños

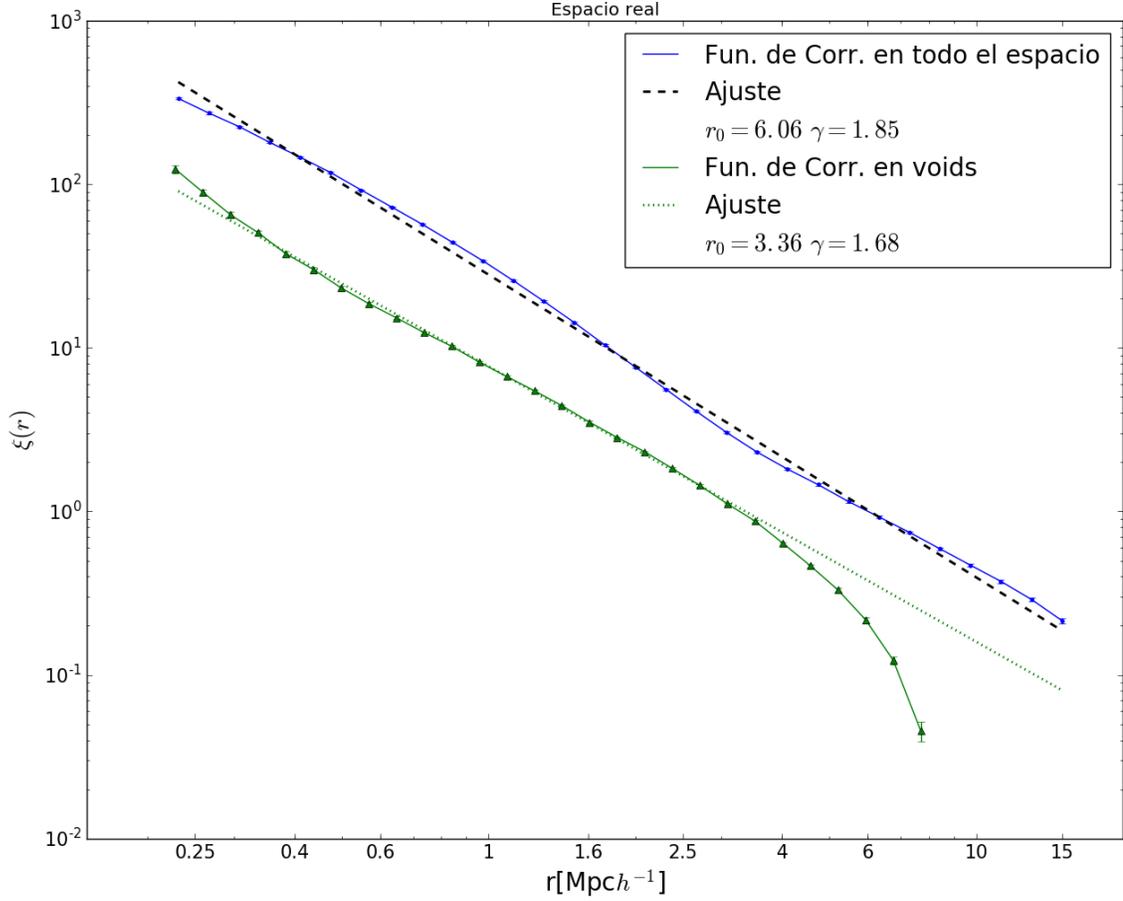


Figura 4.8: Funciones de Correlación de galaxias (líneas continuas) en el espacio real del catálogo derivado del semi-analítico de Guo et al. (2011) corrido en la simulación Millennium, se muestran los resultados para la distribución completa de galaxias (azul) y para las galaxias en voids (verde). Las líneas punteadas muestran la ley de potencias que mejor ajusta $\xi(r)$, sus parámetros toman los valores $r_0 = 6.06 \pm 0.21$ y $\gamma = 1.85 \pm 0.03$ para la muestra completa (línea de puntos gruesos negra), y $r_0 = 3.36 \pm 0.03$ y $\gamma = 1.68 \pm 0.01$ para las galaxias en voids (línea de puntos finos verde).

Universos burbuja, dominados por una cosmología diferente y con una evolución más lenta.

Muy distinto es el caso de las muestras de galaxias en el espacio de redshift (Figura 4.9), donde los parámetros ajustados a las funciones de correlación son muy diferentes, tanto para las amplitudes como para las pendientes, y las funciones incluso llegan a cruzarse. Esto confirma nuevamente que las distorsiones propias del espacio de redshift son menos importantes dentro de los voids que en el catálogo completo.

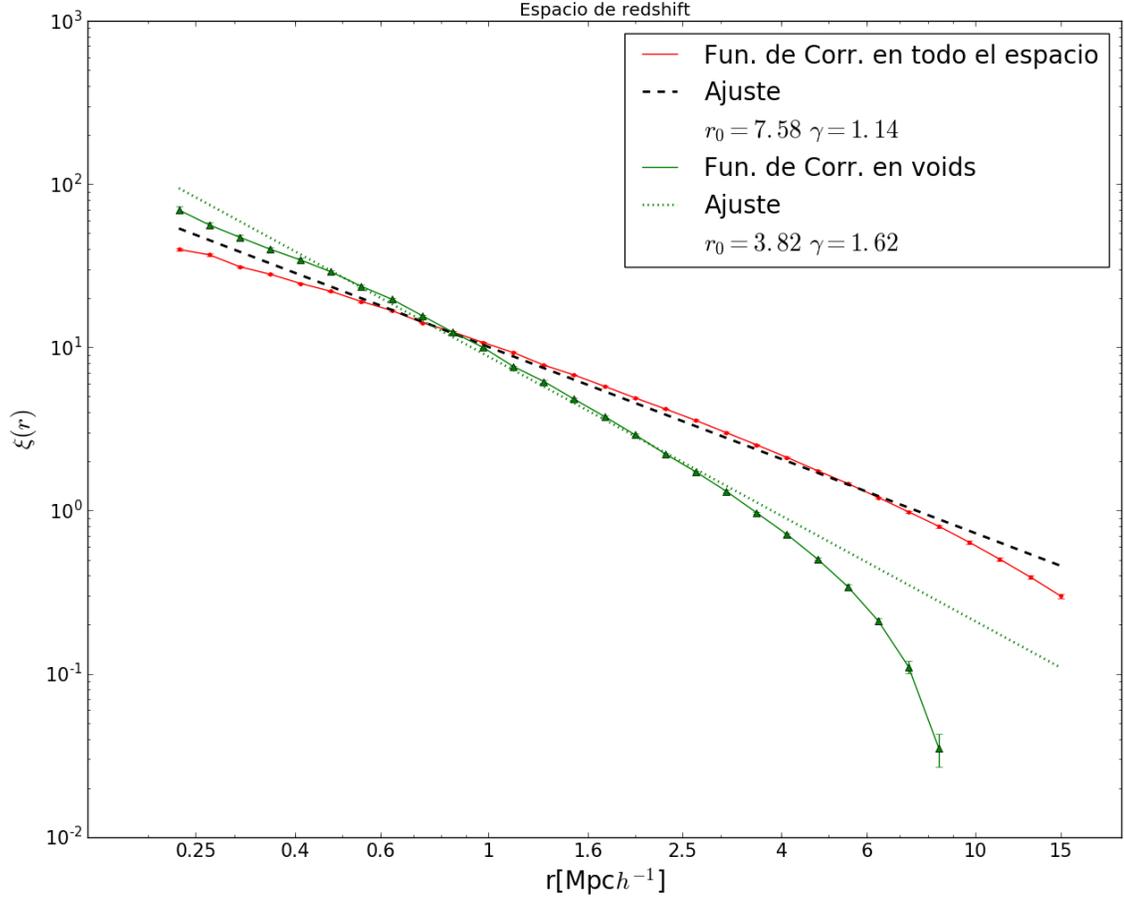


Figura 4.9: Funciones de Correlación de galaxias (líneas continuas) en el espacio de redshift del catálogo derivado del semi-analítico de Guo et al. (2011), se muestran los resultados para la distribución completa de galaxias (rojo) y para las galaxias en voids (verde). Las líneas punteadas muestran la ley de potencias que mejor ajusta $\xi(r)$, sus parámetros toman los valores $r_0 = 7.58 \pm 0.32$ y $\gamma = 1.14 \pm 0.02$ para la muestra completa (línea de puntos gruesos negra), y $r_0 = 3.82 \pm 0.08$ y $\gamma = 1.62 \pm 0.03$ para las galaxias en voids (línea de puntos finos verde).

4.2. El perfil de velocidad radial de los voids

Como se vió en la Sección 3.2, la dinámica interna de los voids se caracteriza por el desplazamiento de las galaxias (o halos) que habitan su interior, que fluyen hacia las paredes, lo que produce un campo de velocidades tipo Hubble, a este efecto lo denominaremos *outflow*.

El parecido entre las funciones de correlación obtenidas dentro de los voids en los espacios real y de redshift, sumado a la evolución de estas regiones hacia simetrías más esféricas, lo que implica un flujo coherente de los objetos en su interior, nos

motivaron a tratar de establecer un perfil de velocidad radial medio; con el cual podríamos descontar de la velocidad peculiar de cada galaxia la componente causada por el efecto de outflow y, de esta forma, corregir en parte los efectos de distorsión que estas provocan en la distribución de las galaxias.

Para calcular el perfil medio en primer lugar separamos la muestra de voids por tamaños, para cada muestra tomamos el radio del void más chico y lo dividimos en 30 bins de igual tamaño, luego, para cada void descontamos de cada una de sus galaxias la velocidad de desplazamiento del void como un todo (ver Sección 3.3) y calculamos su velocidad radial y con ellas la velocidad radial media de cada bin. La información de todas las muestras de voids puede verse en la Figura 4.10, donde cada punto indica la velocidad radial media de todas las galaxias que caen dentro de cada bin y los colores representan a que muestras de voids corresponden. Las barras de error indican la desviación de la velocidad radial media en cada bin, para estimarla utilizamos la misma técnica que en la medición de las funciones de correlación, es decir, para cada conjunto de voids construimos n -submuestras en las cuales repetimos las mediciones, siendo n , en este caso, igual a la cantidad de voids del conjunto, dejando fuera de cada submuestra las galaxias de un void distinto.

Para construir el perfil medio de la velocidad radial en función de la distancia al centro del void utilizamos los datos de todas las muestras de voids, en este caso tomamos el intervalo entre cero y el radio del void más grande, y lo dividimos en 20 bins de igual tamaño, luego calculamos el valor medio de todos los puntos dentro de un bin (puntos negros en la Figura 4.9). Si bien no ajustamos una forma funcional al perfil medio, el mismo puede obtenerse a partir de la interpolación de los puntos negros, ya que es una función de aspecto suave.

4.3. Espacio corregido por outflow

La simplicidad del perfil encontrado para la velocidad radial de galaxias en voids en función de su distancia al centro nos llevó a considerar la posibilidad de utilizarlo para corregir, en parte, las posiciones de las galaxias en el espacio de redshift, desafectando las mismas de las distorsiones provocadas por el efecto de outflow presente dentro de los voids. Para llevar a cabo esta corrección utilizamos el catálogo de galaxias dentro de voids en el espacio de redshift, el cual cuenta con la información de la posición de las galaxias en el volumen de la simulación, en cada void de esta muestra se siguieron estos pasos:

- En primer lugar nos trasladamos a un sistema de coordenadas (x', y', z') cuyos ejes coinciden en dirección con los de la simulación Millennium, pero su origen es el centro del voids en el cuál se realizará la corrección.
- En este nuevo sistema resulta simple interpolar los datos del perfil medio de velocidad radial para calcular el módulo y la dirección de la velocidad de outflow

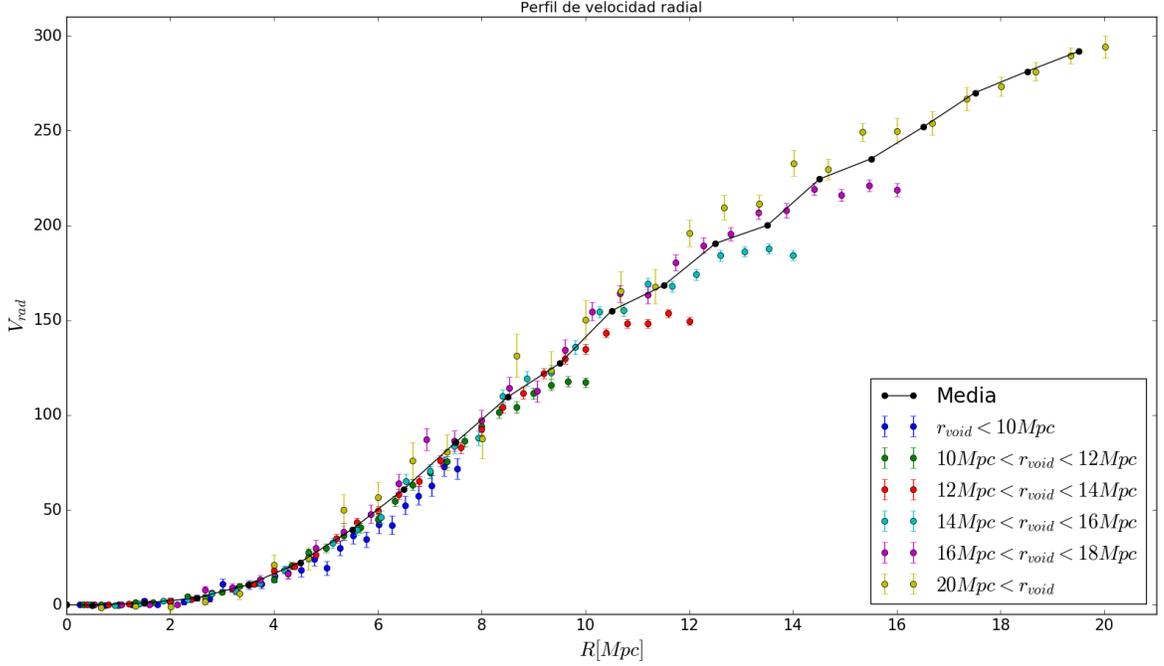


Figura 4.10: Velocidades radiales medias en función de la distancia al centro del void, los distintos colores indican a que muestra de galaxias en voids corresponden. Los puntos y la línea negra el perfil de velocidad radial media de las galaxias en el interior de los voids, construido combinando la información de todas las muestras.

que corresponde a cada galaxia.

- Como queremos que nuestros resultados puedan ser corroborados en datos observacionales, calculamos la componente en la dirección del eje z' de la velocidad de outflow de cada galaxia, que denotaremos $v_{out,z'}$, de esta forma descontamos solo la componente a lo largo de la visual. Recordar que para construir los catálogos en el espacio de redshift se asumió un observador en reposo en $z \rightarrow -\infty$
- Corregimos las posiciones de cada galaxia dejando sus coordenadas x' e y' intactas y reemplazando z' por z'_{cor} , que viene dada de la siguiente forma:

$$z'_{cor} = z' - \frac{v_{out,z'}}{100h} \quad (4.6)$$

- Finalmente con las posiciones corregidas volvemos al sistema de coordenadas de la simulación Millennium (x, y, z) y guardamos las nuevas posiciones de las galaxias.

La Figura 4.11 muestra las posiciones de las galaxias dentro de un void cualquiera antes (puntos rojos) y después (triángulos verdes) de ser modificadas siguiendo el procedimiento anteriormente descrito. Una vez corregidas las distribuciones de galaxias

en todos los voids tenemos un nuevo catálogo de galaxias en voids, con las posiciones de las mismas en un nuevo espacio de redshift, al cual denominamos espacio corregido por outflow.

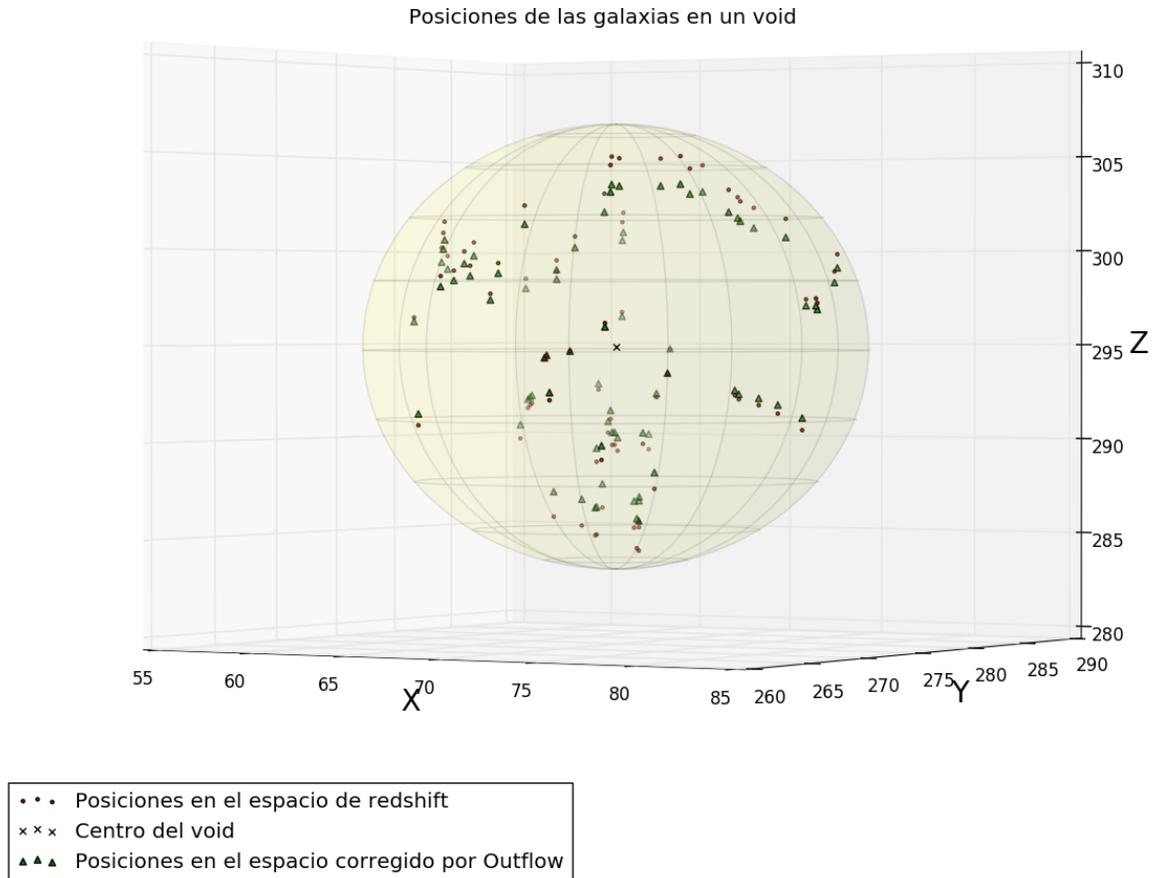


Figura 4.11: Posiciones de las galaxias de un void cualquiera en el espacio de redshift (puntos rojos) y en el espacio corregido por outflow (triángulos verdes). La cruz negra marca el centro del void

Una de las particularidades de este nuevo espacio es que el efecto de outflow solo se corrige en la dirección de la visual, por lo que los voids en lugar de verse como estructuras esféricas toman la forma de un elipsoide, cuyo eje menor coincide con la dirección de la visual (en este caso el eje z). Entonces, para poder calcular precisamente la función de correlación dentro de los voids del espacio corregido por outflow utilizando el estimador de Davids & Peebles, fue necesario llenarlos con distribuciones uniformes de puntos aleatorios con formas elipsoidales, de otra forma se sobreestimaría la correlación de la distribución.

Para construir este nuevo conjunto de puntos aleatorios tomamos las distribuciones esféricas con los mismos centros y radios que los voids del espacio de redshift que elaboramos previamente, y realizamos un proceso similar al de corregir las posiciones

de las galaxias desafiendolas del efecto de outflow. El mismo se basó en trasladarse al centro de cada distribución esférica, identificar el punto situado sobre la línea de la visual (el eje z) que se encuentre a mayor distancia r del centro del void y calcular, utilizando el perfil de velocidad radial, cuanto sería el desplazamiento dr que sufriría este punto aleatorio de ser una galaxia que pase del espacio de redshift al espacio corregido, una vez calculado este valor simplemente dejamos fuera de la muestra los puntos aleatorios que no cumplan con el siguiente criterio:

$$\left(\frac{x'}{R_{void}}\right)^2 + \left(\frac{y'}{R_{void}}\right)^2 + \left(\frac{z'}{R_{void} - dr}\right)^2 \leq 1 \quad (4.7)$$

donde (x', y', z') son las posiciones de los puntos aleatorios medidas desde el centro de cada distribución esférica, que coincide con el centro de los voids identificado en el espacio de redshift, y R_{void} el radio de la distribución esférica (o del void que llena).

El resultado de medir la función de correlación dentro de los voids en el espacio corregido por outflow con la distribución de puntos aleatorios elipsoidales se ve con una línea verde en la Figura 4.12, junto con los resultados obtenidos en el espacio real (línea azul) y el espacio de redshift (línea roja). Las barras de error se calcularon de igual manera que para las muestras de galaxias en voids analizadas anteriormente.

Para distinguir facilmente las diferencias entre los resultados calculamos el cociente entre las funciones de correlación en el espacio de redshift y el espacio corregido por outflow con la función en el espacio real, la variación de los mismos en función de la distancia pueden verse en la Figura 4.13.

Como puede verse a partir de las funciones de correlación, la corrección de las posiciones de las galaxias por el efecto de outflow empieza a tener importancia a partir de las escalas superiores a los $\sim 0.4 \text{ Mpc}h^{-1}$, volviendose máxima entre $\sim 2 \text{ Mpc}h^{-1}$ y $\sim 6 \text{ Mpc}h^{-1}$. Sin embargo, en las escalas menores todavía se mantiene la distorsión producto de las velocidades peculiares, aunque este resultado era esperable ya que el método de corrección que empleamos no tiene efecto alguno sobre los pares de galaxias cercanos, cuyas velocidades peculiares están causadas principalmente por los efectos gravitatorios que se generan mutuamente y no por la expansión del void al que pertenecen.

En general podemos asegurar que nuestro método reduce las distorsiones del espacio redshift dentro de los voids en al menos un 50 % para escalas de distancias mayores a los $0.6 \text{ Mpc}h^{-1}$, un resultado más que aceptable teniendo en cuenta la simplicidad del mismo.

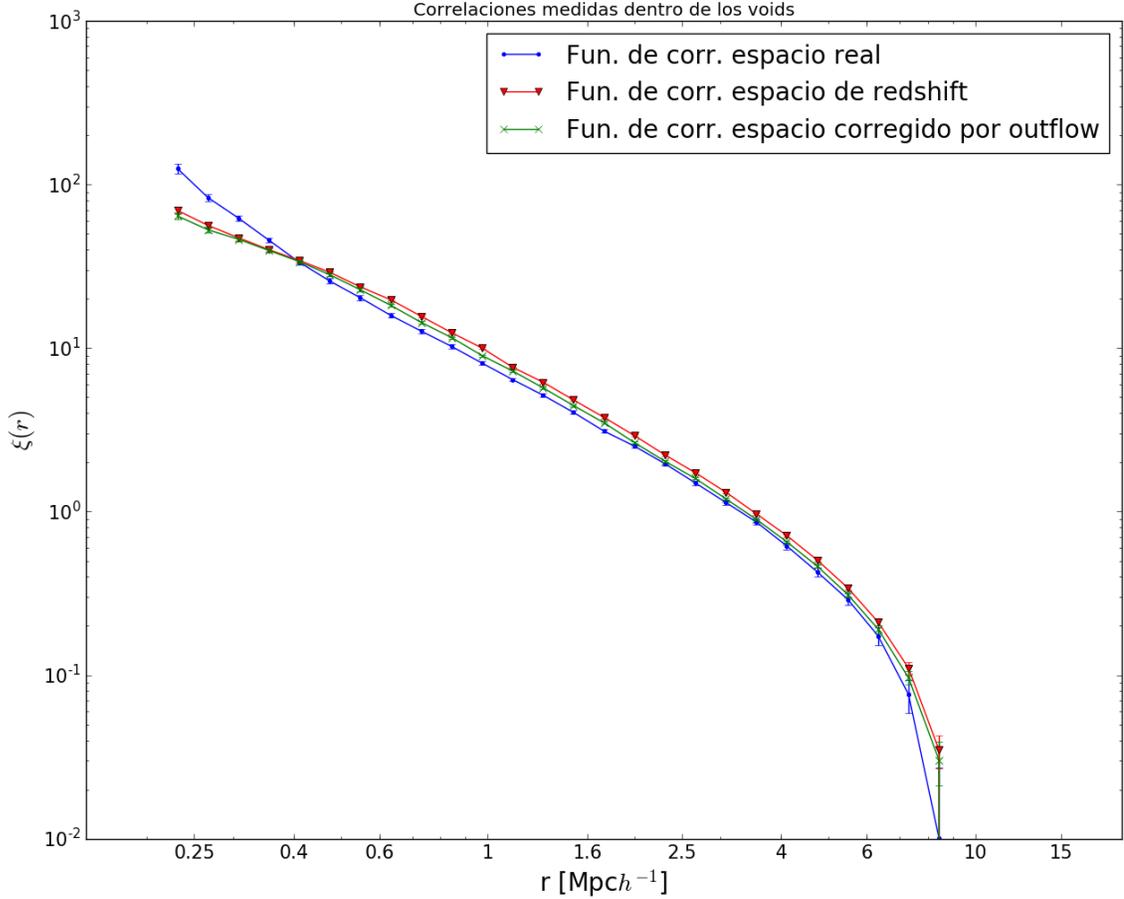


Figura 4.12: Funciones de correlación medidas dentro de los voids en el espacio real (línea azul), el espacio de redshift (línea roja) y el espacio corregido por outflow (línea verde). En todo los casos las barras de error se calcularon usando la técnica de *jackknife* detallada en la Sección 4.1.2.

4.4. Corrección por el efecto de outflow en datos observacionales

En vista de los resultados obtenidos en la simulación numérica Millennium procedimos a corroborar si es posible reproducirlos en datos observacionales, para ello utilizamos los datos del SDSS DR7 (descritos en la Sección 2.2) en los cuales, cabe recordar, las posiciones de las galaxias corresponden al espacio de redshift.

El primer paso, como con la simulación, consistió en identificar los voids y las galaxias que los pueblan. Para ello se utilizó sobre la distribución de galaxias el mismo método descrito en la Sección 4.1.1, pero con la diferencia de que los voids se identificaron usando las galaxias que cumplen el criterio $M_r < -20$, como nuestro catálogo solo incluye objetos con un redshift menor a 0.085 la muestra de galaxias

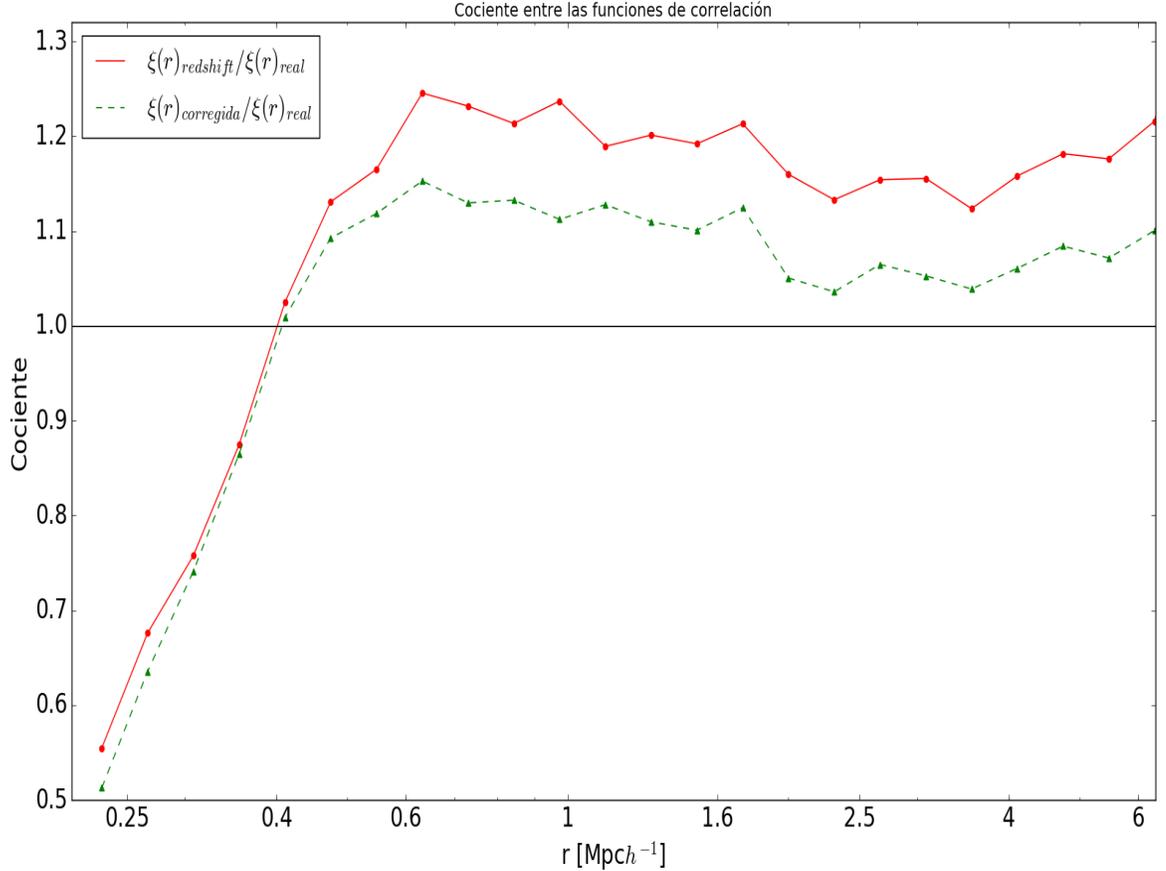


Figura 4.13: Cocientes entre los resultados de la función de correlación en el espacio de redshift y el espacio real (línea roja), y la función de correlación en el espacio corregido por outflow y el espacio real (línea verde), ambos como función del radio.

brillantes utilizadas como trazadoras de la estructura en gran escala resulta completa en volumen. Posteriormente, poblamos los voids identificados con galaxias de $-20 < M_r < -16$. Los distintos criterios de magnitud utilizados en las galaxias sintéticas y observacionales se deben a que buscamos tener, en ambos conjuntos de datos, la misma densidad de trazadores a la hora de identificar los voids.

En los datos observacionales se identificaron 186 voids con radios entre $\sim 7 \text{ Mpc}h^{-1}$ y $\sim 22 \text{ Mpc}h^{-1}$, cuya distribución puede verse en la Figura 4.14 junto a la de los voids sintéticos del espacio de redshift, si bien ambas muestras tienen tamaños comparables, vemos que, en promedio, los voids observacionales son más chicos que los identificados en la simulación. Cabe aclarar que para esta muestras de voids no contamos con la información de sus velocidades peculiares como una única estructura.

Al igual que como se hizo con los voids sintéticos, comparamos la distribución del color $g - r$ de la muestra completa de galaxias con aquellas que pueblan los voids

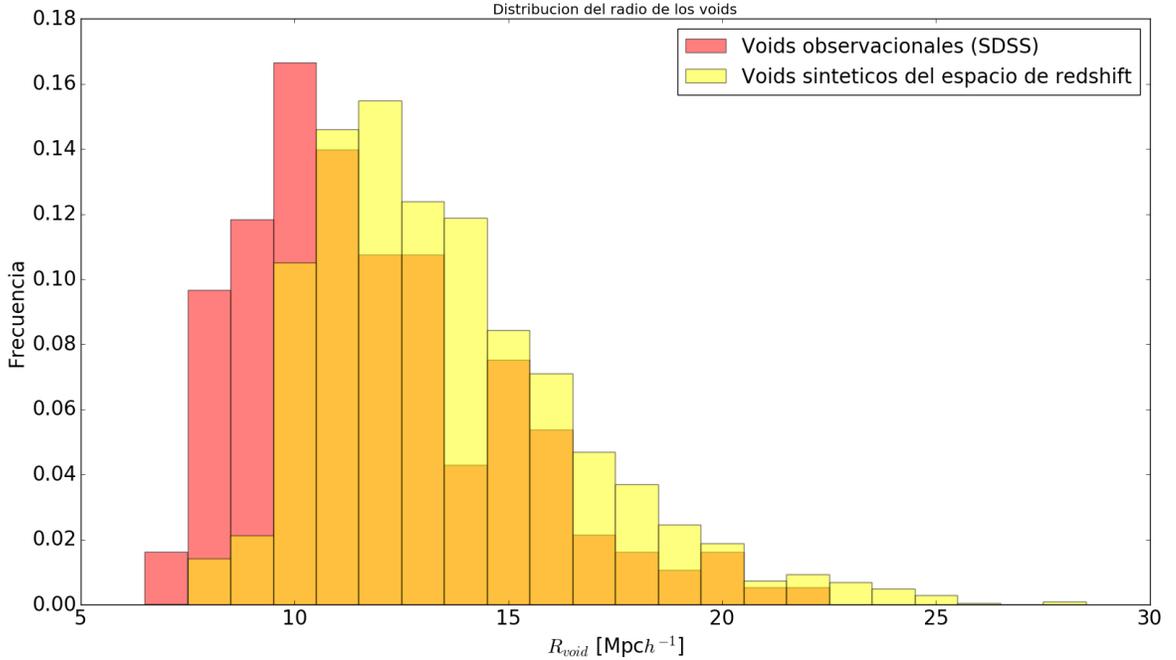


Figura 4.14: Histogramas normalizadas de los radios de la población de voids, la distribución roja corresponde a los voids identificados en datos observacionales extraídos del SDSS-DR7, y la amarilla a los voids identificados en el catálogo de galaxias sintéticas correspondiente al espacio de redshift.

(ver Figura 4.15), y encontramos que estas últimas son en promedio más azules, lo cual concuerda con los resultados obtenidos en la simulación y con los presentados en la Sección 3.1. Además para ejemplificar el efecto de identificar los voids con nuestro método, hicimos un corte transversal de $10Mpch^{-1}$ de ancho a la muestra de galaxias, y graficamos los voids identificados en el mismo, el resultado puede verse en la Figura 4.16, donde los puntos rojos muestran la posición de las galaxias y los círculos amarillos los voids identificados.

El cálculo de la función de correlación dentro de los voids observacionales se realizó de manera idéntica al de los voids de los catálogos sintéticos, con la particularidad de que, dado que las galaxias débiles que pueblan los voids no constituyen una muestra completa en volumen, la distribución de puntos aleatorios no es plana en todo el espacio, sino que su densidad responde a la densidad media de objetos en función del redshift del SDSS.

Algo parecido ocurre con la corrección de la posición de las galaxias dentro de los voids en el espacio corregido por outflow y la generación de distribuciones uniformes de puntos aleatorios con forma elipsoidal, si bien el perfil medio de velocidad radial y el criterio de selección de puntos aleatorios son los mismos que utilizamos en los datos sintéticos, los procedimientos realizados son ligeramente distintos, principalmente

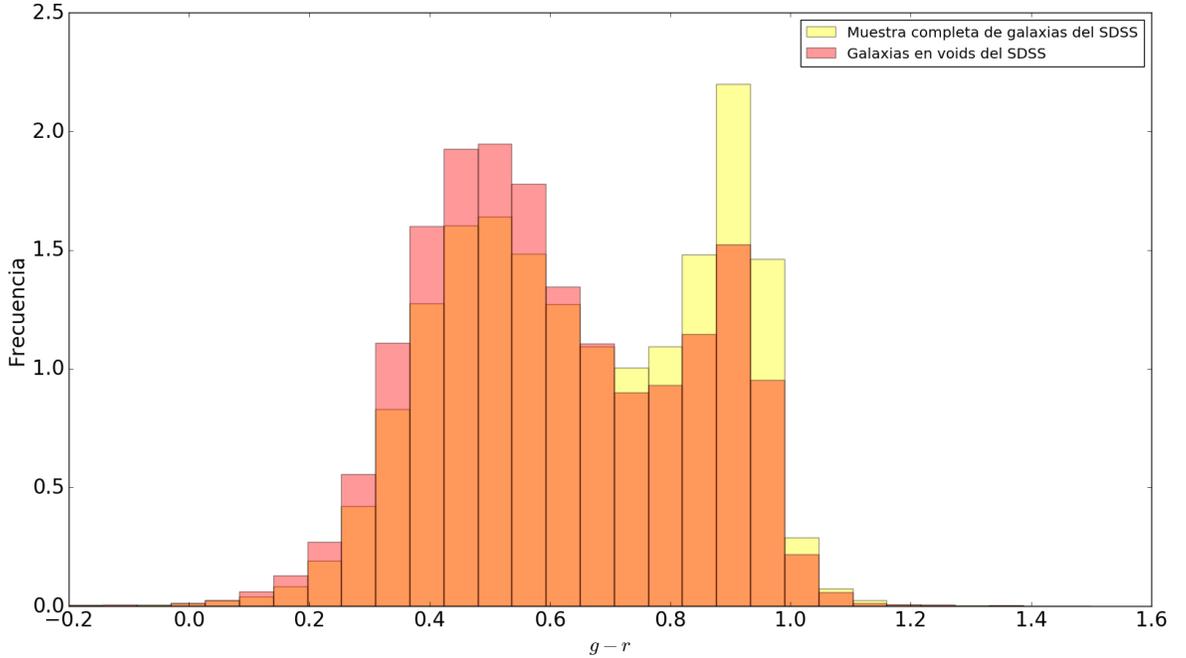


Figura 4.15: Histogramas normalizados del color $g - r$. La distribución amarilla corresponde a la muestra completa de galaxias extraídas del SDSS-DR7, mientras que la roja a las galaxias dentro de los voids identificados en la misma.

porque ya no tenemos un observador teórico en la posición $z \rightarrow -\infty$. En ambos casos, al momento de trasladar nuestro sistema de coordenadas al centro de cada void es necesario además rotar los ejes de coordenadas (x', y', z') , de tal forma que la coordenada z' coincida con la dirección del vector posición que indica el centro del void, una vez realizada la rotación recién procedemos a corregir las posiciones de las galaxias o seleccionar los puntos aleatorios de igual manera que en los procedimientos detallados en la Sección 4.3. Teniendo en cuenta estas rotaciones, nos aseguramos que tanto la corrección en la posición de las galaxias, como el semieje menor de las distribuciones elipsoidales de puntos aleatorios, coincidan con la dirección de la visual. Para ilustrar mejor la diferencia con los voids sintéticos, la Figura 4.17 muestra con puntos rojos las posiciones originales de las galaxias del SDSS dentro de un void cualquiera, y con triángulos verdes las posiciones desafectadas por el efecto de outflow, puede verse que las galaxias se desplazan sobre la línea de la visual, y no sobre el eje z .

Los resultados de medir la función de correlación en datos observacionales pueden verse en la Figura 4.18, tanto para la distribución original de galaxias, lo que corresponde al espacio de redshift (línea roja), como para la distribución obtenida al corregir las posiciones por el efecto de outflow (línea verde). Las barras de error en ambos casos se calcularon de igual manera que para las muestras sintéticas de galaxias en voids.

Si bien el valor de $\xi(r)$ en el espacio corregido por outflow es sistemáticamente

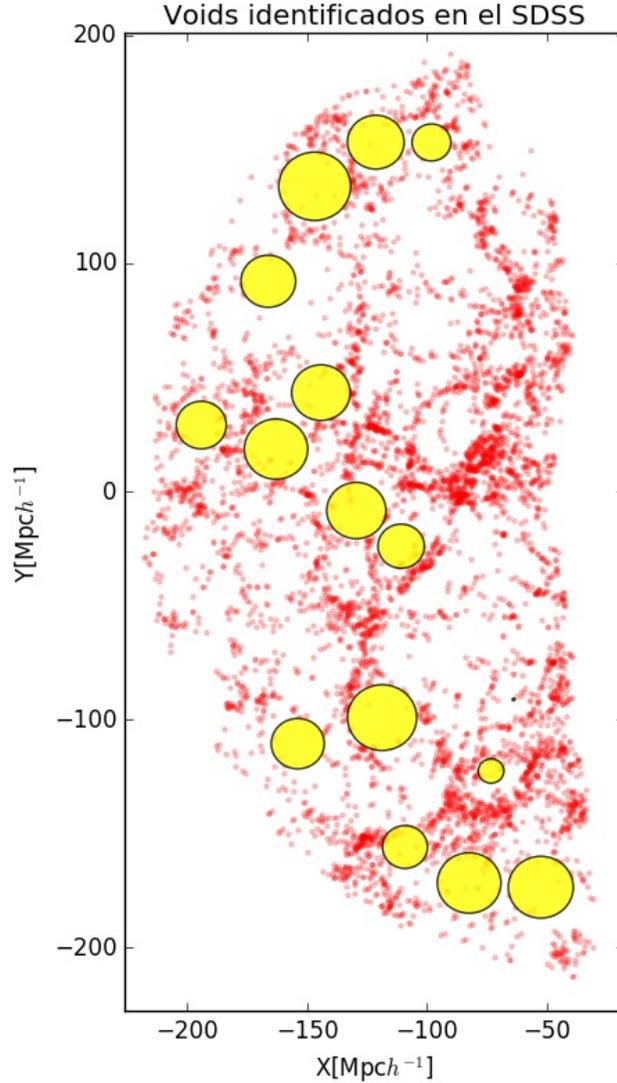


Figura 4.16: Corte transversal de $10\text{Mpc}h^{-1}$ de ancho realizado a la distribución de galaxias de los datos extraídos del SDSS-DR7. Los puntos rojos indican la posición de las galaxias, y los círculos amarillos los voids identificados con el método descrito en la Sección 4.1.1.

menor que el obtenido en el espacio de redshift, las diferencias entre ambos no son tan apreciables como en los datos sintéticos. Esto puede deberse en parte a que, debido a la forma que tiene el perfil velocidad radial medio (Figura 4.10), la corrección por outflow se vuelve más importante en los voids de mayor tamaño, como en general los voids observacionales son más chicos que los identificados en la simulación, es esperable que los efectos de la corrección también resulten menores. Además debemos considerar que estamos suponiendo que la expansión de los voids observacionales es igual a la de los voids sintéticos, lo cual puede no ser estrictamente cierto, lo mismo

Posiciones de las galaxias en un void

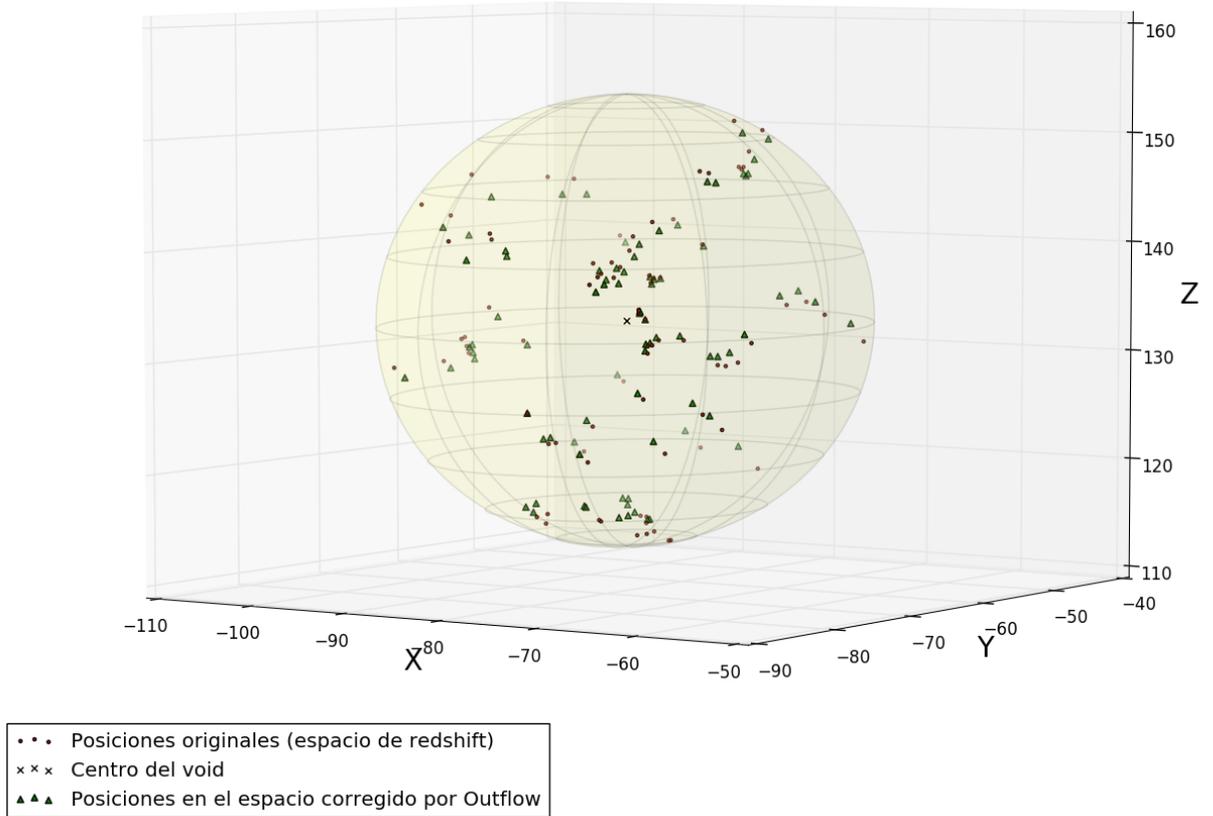


Figura 4.17: Posiciones de las galaxias del SDSS dentro de un void cualquiera. La distribución original puede verse con puntos rojos, mientras que los triángulos verdes muestran la distribución de galaxias luego desafectarlas del efecto de outflow mediante el mismo método utilizado en los catálogos sintéticos. La cruz negra marca el centro del void.

podría aplicarse a las velocidades de desplazamiento de los voids como un todo, las cuales han sido tenidas en cuenta a la hora de calcular el perfil de velocidad radial medio. Otra cosa a tener en cuenta es que la muestra de voids observacionales, y por lo tanto de galaxias en su interior, es considerablemente menor, lo que aumenta el valor de las incertezas en las correlaciones obtenidas.

Más allá de estas diferencias cabe destacar que los resultados obtenidos en los datos observacionales son consistentes con los de los datos sintéticos, lo que respalda nuestro método de corrección como un proceso válido a la hora de mejorar el efecto detectado dentro de los voids, por el cual la distribución de sus galaxias tiene una correlación en el espacio de redshift muy similar a la medida en el espacio real.

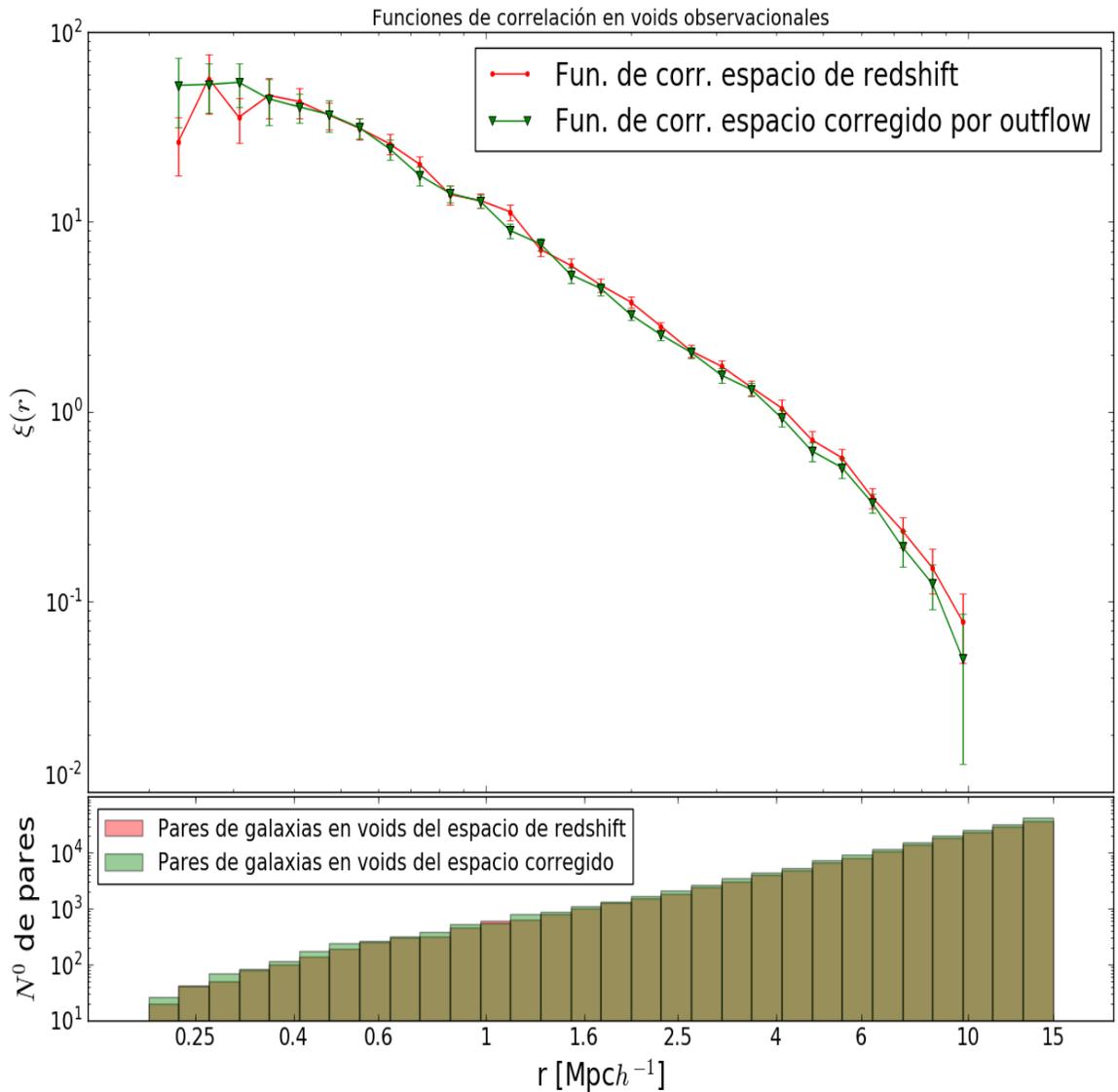


Figura 4.18: Arriba: Funciones de correlación medidas dentro de los voids identificados en el SDSS DR7. La línea roja representa el resultado obtenido para la distribución de galaxias extraída directamente del catálogo observacional, y por lo tanto corresponden al espacio de redshift, mientras que la línea verde es el resultado obtenido tras corregir las posiciones de las galaxias desafiandolas del efecto de expansión del void, y por lo tanto corresponde al espacio corregido por outflow. Abajo: Histogramas de pares de galaxias separados por una distancia r , en el espacio de redshift (rojo) y en el espacio corregido por outflow (verde).

Capítulo 5

Conclusiones y planteamientos futuros

A lo largo de este trabajo final de licenciatura hemos abordados diferentes temas ligados al estudio de la estructura en gran escala del Universo, haciendo énfasis en las grandes regiones subdensas que componen la mayor fracción del volumen del mismo. Para facilitar el estudio de estas regiones, a las cuales denominamos voids, adoptamos la definición de una región esférica dónde la integral del perfil de densidad adimensional, Δ , no supera el valor -0.9, esta definición nos pareció la más adecuada por su simplicidad, el hecho que admite la presencia de galaxias en el interior de los voids, y, por sobre todo, que las regiones identificadas a partir de la misma resultan comparables entre sí.

Como hemos visto en la Sección 3.1, las galaxias dentro de los voids tienen propiedades intrínsecas propias de objetos que han tenido una baja evolución dinámica en términos de fusiones y pasajes próximos, dado que las estructuras interiores son de bajo contraste y no generarían este tipo de eventos, muy comunes en los grandes filamentos, grupos y cúmulos. Teniendo esto en cuenta los voids pueden considerarse laboratorios únicos, dónde el espectro de potencias aún conserva la información del Universo en su estado original, motivo por el cuál le hemos dado gran importancia al estudio de la distribución de galaxias dentro de estas regiones.

Mediante la utilización de catálogos sintéticos hemos podido estimar las funciones de correlación de galaxias dentro de los voids, y comparar sus propiedades en el espacio real y en el espacio de redshift. Los resultados obtenidos muestran que, comparada con la distribución completa de objetos, la distribución de galaxias dentro de los voids está mucho menos afectada por las distorsiones que provocan las velocidades peculiares de cada galaxia. Además las funciones de correlación en el espacio real dan cuenta de una evolución tardía, por parte de la estructura, en el interior de estas regiones.

Para tratar de disminuir las diferencias entre las distribuciones de galaxias dentro

de los voids en el espacio real y de redshift, calculamos el perfil medio de la velocidad radial de estos objetos en función de la distancia al centro del void. El resultado obtenido para el mismo es acorde al perfil que produciría el efecto de outflow, por el cual las galaxias en el interior de un void fluyen hacia sus paredes. Mediante el método descrito en la Sección 4.3, desafectamos la distribución de galaxias en el espacio de redshift de las distorsiones producidas por las velocidades propias ligadas al perfil medio. En base al estudio de las funciones de correlación puede verse que, en general, la corrección realizada disminuye los efectos de las velocidades peculiares hasta un 50 % para las escalas mayores a $0.6 \text{ Mpc}h^{-1}$, sin embargo no tiene consecuencia alguna en los pares de galaxias cercanos ($r < 0.6 \text{ Mpc}h^{-1}$), los cuales siguen siendo menos numerosos que en la distribución de galaxias del espacio real.

Tras la corrección por el efecto de outflow, la distribución de galaxias en espacio de redshift dentro de los voids queda muy similar a la distribución de galaxias en el espacio real, lo cual, sumado al parecido que tiene la función de correlación medida en todo el espacio real de las galaxias con la obtenida dentro de los voids, y, a que los métodos de corrección utilizados son perfectamente aplicables a datos observacionales; nos motiva a continuar estudiando la distribución de galaxias dentro de los voids, además de analizar las propiedades astrofísicas de la mismas. Sin embargo, un aspecto que quedó pendiente en este trabajo fue corroborar que las propiedades dinámicas detectadas en los voids identificados en la simulación sean acordes a las de los voids observacionales, para ello podríamos utilizar el campo de velocidades linealizadas de Wang et al. (2012), para repetir los procedimientos realizados y comparar los resultados.

Con el objetivo de profundizar nuestros estudios, los trabajos futuros que realizaremos se basarán en utilizar diferentes algoritmos para la identificación de estructuras filamentosas y planas dentro de voids, de esta forma podremos analizar las propiedades dinámicas de las galaxias que se encuentran en estos sistemas y compararlas con las propiedades de las galaxias en los filamentos que circundan los voids. Además buscaremos estudiar la evolución global de estas estructuras dentro de los voids, y compararlas con las de similar topología que se desarrollan en los ambientes más densos. Al igual que en el presente trabajo, estos análisis se llevarán a cabo tanto en datos extraídos de catálogos de galaxias sintéticas como en catálogos observacionales de galaxias derivados del relevamiento SDSS, incluso buscaremos compararlos con simulaciones numéricas hidrodinámicas de alta resolución, tales como Illustris (Nelson et al., 2015) y EAGLE (Schaye et al., 2015), lo que permitirá considerar los efectos no lineales y bariónicos en las galaxias. En este punto, se planea utilizar no solo las simulaciones ya mencionadas, sino también complementar el estudio con resimulaciones hidrodinámicas de alta resolución de regiones subdensas, específicamente diseñadas para tener un muestreo completo y preciso de las estructuras internas de los voids las cuales están siendo realizadas por investigadores del IATE.

Bibliografía

- Abazajian, K. N., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2009, *ApJS*, 182, 543-558
- Baugh, C. M., Benson, A. J., Cole, S., Frenk, C. S., & Lacey, C. G. 1999, *MNRAS*, 305, L21
- Bennett, C. L., Larson, D., Weiland, J. L., et al. 2013, *ApJS*, 208, 20
- Benson, A. J. 2010, *Physics Reports*, 495, 33
- Blanton, M. R., Schlegel, D. J., Strauss, M. A., et al. 2005, *AJ*, 129, 2562
- Boylan-Kolchin, M., Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., & Lemson, G. 2009, *MNRAS*, 398, 1150
- Cautun, M., Paillas, E., Cai, Y.-C., et al. 2018, *MNRAS*, 476, 3195
- Ceccarelli, L., Ruiz, A. N., Lares, M., et al. 2016, *MNRAS*, 461, 4013
- Colberg, J. M., Pearce, F., Foster, C., et al. 2008, *MNRAS*, 387, 933
- Davis, M., & Peebles, P. J. E. 1983, *ApJ*, 267, 465
- Dekel, A., & Silk, J. 1986, *ApJ*, 303, 39
- Dubinski, J., da Costa, L. N., Goldwirth, D. S., Lecar, M., & Piran, T. 1993, *Observational Cosmology*, 51, 188
- Frenk, C. S., & White, S. D. M. 2012, *Annalen der Physik*, 524, 507
- Fujimoto, M. 1983, *Publications of the ASJ*, 35, 159
- Guo, Q., White, S., Boylan-Kolchin, M., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 101
- Hamilton, A. J. S. 1993, *ApJ*, 417, 19
- Lambas, D. G., Lares, M., Ceccarelli, L., et al. 2016, *MNRAS*, 455, L99
- Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, *ApJ*, 412, 64
- Neyrinck, M. C. 2008, *MNRAS*, 386, 2101

Padilla, N. D., Ceccarelli, L., & Lambas, D. G. 2005, MNRAS, 363, 977

Peebles P. J. E., 1980, The large-scale structure of the universe

Platen, E., van de Weygaert, R., & Jones, B. J. T. 2007, MNRAS, 380, 551

Ruiz, A. N., Paz, D. J., Lares, M., et al. 2015, MNRAS, 448, 1471

Schaye, J., Crain, R. A., Bower, R. G., et al. 2015, MNRAS, 446, 521

Sheth, R. K., & van de Weygaert, R. 2004, MNRAS, 350, 517

Schnieder P., 2006, Extragalactic Astronomy and Cosmology

Silk, J., & Mamon, G. A. 2012, Research in Astronomy and Astrophysics, 12, 917

Spergel, D. N., Bean, R., Doré, O., et al. 2007, ApJS, 170, 377

Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, ApJS, 148, 175

Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., et al. 2005, Nature, 435, 629

Sridhar, S., Maurogordato, S., Benoist, C., Cappi, A., & Marulli, F. 2017, A&A, 600, A32

Stompor, R., Abroe, M., Ade, P., et al. 2001, ApJL, 561, L7

Strauss, M. A., Weinberg, D. H., Lupton, R. H., et al. 2002, AJ, 124, 1810

Vogelsberger, M., Genel, S., Springel, V., et al. 2014, Nature, 509, 177

Wang, H., Mo, H. J., Yang, X., & van den Bosch, F. C. 2012, MNRAS, 420, 1809

York, D. G., Adelman, J., Anderson, J. E., Jr., et al. 2000, AJ, 120, 1579

Los abajo firmantes, miembros del Tribunal de Evaluación de tesis, damos Fe que el presente ejemplar impreso, se corresponde con el aprobado por éste tribunal

