

Universidad Nacional de Córdoba
Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación

Lentes Gravitacionales en el Fondo Cósmico de Microondas

Caracterización de Halos de Materia Oscura y
alineación con la distribución de masa en Gran Escala

Entregado como requisito para la obtención del título
Licenciado en Física

Por Facundo Nicolás Toscano

Directora: Dra. Heliana E. Luparello

Diciembre 2022



Esta obra está bajo una licencia Creative Commons Reconocimiento-NoComercial-SinObraDerivada 4.0
Internacional.

Resumen

En este trabajo se estudiaron las anisotropías relacionadas a los efectos de lentes gravitacionales débiles, mediante la correlación de los cúmulos de galaxias presentes en el Universo actual con la información procedente del mapa de Radiación del Fondo Cósmico de Microondas. Para ello, se hizo uso del catálogo de cúmulos de galaxias redMaPPer y los armónicos esféricos del potencial de lentes gravitacionales provenientes de la colaboración Planck, que permiten reconstruir el mapa de convergencia κ . Estos datos, que son de público acceso, fueron interpretados y procesados con la librería `Healpy` en el marco del sistema HEALPix y, utilizando como herramienta el cómputo de perfiles radiales medios del parámetro de convergencia κ a partir de la técnica de apilamiento, se buscó estudiar la influencia de las lentes sobre el Fondo de Radiación de Microondas en base a las fluctuaciones de masa del mismo. Además, se alinearon los cúmulos respecto a su distribución de galaxias miembro y a través de las mismas técnicas de análisis se estudió la dependencia del parámetro de convergencia κ respecto a la orientación de los perfiles según la distribución de galaxias satélite de los sistemas estudiados.

Se encontró un significativo exceso en los valores de convergencia alrededor de los cúmulos, que al momento de alinear con respecto a las galaxias miembro presentaron diferencias notables entre los perfiles orientados paralela y perpendicularmente. A partir de un modelo de densidad superficial de masa anisotrópico en el modelo Λ CDM se observó un razonable acuerdo con los resultados obtenidos en el trabajo, permitiendo estimar la masa y elipticidades medias de la muestra de cúmulos.

Abstract

The aim of this work is to study the weak lensing anisotropies in the Cosmic Microwave Background through the cluster-mass correlation function in the radiation CMB map. For this, we will use the redMaPPer clusters and the spherical harmonics of the gravitational lensing potential from the Planck Collaboration, which allow us to reconstruct the κ convergence map. This data, which are publicly available, will be interpreted and processed with the `Healpy` library under the HEALPix system and using the κ convergence parameter mean radial profiles stacking technique, and we will study the weak lensing effects on the Cosmic Microwave Radiation Background from its mass fluctuations. In addition, the clusters will be aligned respect their galaxies member distribution and through the same analysis techniques we will study the dependence of the κ convergence parameter with respect to the orientation of the profiles according to the satellite galaxies distribution of the studied clusters.

We found a significative excess in the convergence values around the clusters, which when aligned with respect to the member galaxies present notable differences between the parallel and perpendicularly oriented profiles. From an anisotropic surface mass density model in the Λ CDM scenario, we found a reasonable agreement with the results obtained in this work, allowing the estimation of the mean mass and ellipticities of the cluster sample.

*A mi familia,
a mis amigos,
a Heli, Diego y Eli*

Índice

Resumen	I
Abstract	II
Agradecimientos	III
1 Introducción	1
2 Marco Teórico	3
2.1 Lentes Gravitacionales	3
2.1.1 Descripción clásica	3
2.1.2 Descripción relativista	4
2.1.3 Ecuación de Lentes	5
2.1.4 Potencial de Lentes	6
2.1.5 Tipos de Lentes Gravitacionales	7
2.1.6 Lentes Gravitacionales y Materia Oscura	8
2.2 Fondo Cósmico de Microondas	10
2.2.1 Modelo Cosmológico Estándar	11
2.2.2 Inflación, Nucleosíntesis y la época de Recombinación	13
2.2.3 Anisotropías en el CMB	18
2.2.4 Espectro de Potencia del CMB	20
2.2.5 Efectos de Lentes Gravitacionales en el CMB	21
2.3 Cúmulos y Grandes Estructuras	25
2.3.1 Cúmulos de Galaxias y su relación con los Parámetros Cosmológicos	26
2.3.2 Halos de Materia Oscura. Estructura y Modelado	27
3 Metodología y Muestras	31
3.1 Catálogo de Cúmulos de Galaxias	31
3.1.1 Catálogo redMaPPer	32

3.1.2	Catálogo de Lentes Gravitacionales	33
3.2	Mapa de Convergencia del Fondo Cósmico de Microondas	37
3.2.1	Librería Healpy y esquema HEALPix	37
3.2.2	Coefficientes k_{LM}	38
3.3	Mapa de Convergencia en el CMB y Cúmulos como Trazadores	41
3.3.1	Cómputo de Perfiles Radiales Medios de Convergencia	42
3.3.2	Cómputo de Perfiles Medios Orientados de Convergencia	48
3.3.3	Caracterización de Halos de Materia Oscura	52
4	Resultados y Análisis	57
4.1	Perfiles de Convergencia	57
4.2	Convergencia y Halos de Materia Oscura	61
5	Conclusiones	66

Introducción

La radiación del Fondo Cósmico de Microondas (CMB, por sus siglas en inglés) es la radiación electromagnética proveniente de la época en la cuál el Universo se enfrió lo suficiente como para permitir la formación de los primeros átomos de hidrógeno, que sucedió aproximadamente 380000 años luego del Big Bang. A partir de ese momento, los fotones comienzan a propagarse libremente. Las primeras observaciones de esta radiación confirmaron que se trataba de una señal aproximadamente uniforme, asociada a un espectro de cuerpo negro con temperatura media de 2.725 K y anisotropías del orden de 10^{-5} [1]. Según su origen, estas anisotropías se pueden clasificar en primarias o secundarias. Las anisotropías primarias pueden ser causadas por el redshift gravitacional y se observan en escalas angulares grandes o pueden ser debidas a la evolución del fluido primordial en donde se encontraban tanto los fotones como los bariones, y aparecen en escalas más pequeñas [2]. La detección de estas fluctuaciones primarias confirma la existencia de las inhomogeneidades de densidad primordiales que indujeron la formación de estructuras en el Universo. Además, los fotones interactúan con las estructuras cósmicas que van encontrando en su camino hacia el observador, por lo que sus frecuencias, energías y/o direcciones se ven modificadas durante ese trayecto. Estas interacciones son las que dan origen a las anisotropías secundarias, que pueden ser de dos clases: de índole gravitacional o relativas a procesos que involucran dispersión. Entre las anisotropías secundarias inducidas por el potencial gravitatorio, es importante destacar el efecto de lentes gravitacionales débiles [3]. Dicho efecto, relacionado a las estructuras en gran escala no modifica la energía total de los fotones sino que la redistribuye, y puede ser cuantificado en escalas pequeñas de aproximadamente algunos minutos de arco. El análisis de las anisotropías es de fundamental importancia ya que la información proveniente del CMB permite, entre otras cosas, conocer características del Universo temprano a partir de estas fluctuaciones.

El modelo de formación jerárquica de estructuras [4] establece que la distribución actual de materia es resultante del proceso evolutivo de las pequeñas fluctuaciones originadas en el Universo temprano. El progresivo colapso produce la condensación de gas, induciendo la formación estelar y la posterior formación de galaxias dentro de los halos de materia oscura. Ya formadas, las galaxias responden a grandes flujos globales desde regiones subdensas hacia regiones sobredensas [5]. Estas regiones, que concentran la mayor cantidad de materia presente en el Universo, están localizadas en las intersecciones entre paredes y filamentos, y hospedan una gran variedad de sistemas de galaxias, grupos y cúmulos. En contraste, los vacíos cósmicos ocupan aproximadamente un 60

% del volumen, determinando en gran medida la geometría de la distribución de materia en gran escala. Así, los grupos y cúmulos de galaxias más masivos están localizados en las superestructuras globalmente más densas del universo [6]. Con respecto a la distribución de materia de los halos masivos, estos se forman a través de la acreción de halos de masas menores en direcciones privilegiadas definidas por la estructura filamentaria. Como resultado, la forma de los halos masivos no es esférica sino triaxial y, por lo tanto, se observan elípticos en proyección.

Dado que las anisotropías gravitacionales secundarias del CMB están directamente relacionadas con la distribución de masa, combinar información del CMB con trazadores de masa permite estimar y estudiar parámetros en los modelos cosmológicos, como en los mismos trazadores. Existen numerosos trabajos que analizan la relación entre la estructura en gran escala (LSS, por sus siglas en inglés) y la radiación proveniente del CMB. Recientemente, Kovacs [7] ha presentado un análisis sobre la signatura de vacíos y supercúmulos en el mapa de lentes gravitacionales del CMB. En ese trabajo se utilizan datos del relevamiento de galaxias DES3, a partir de los cuales se identifican supercúmulos y vacíos en mapas de densidad bidimensionales para distintas tajadas de redshift. El mapa de lentes se reconstruye con los coeficientes de los armónicos esféricos provistos por la Colaboración Planck [8], y además se realizan simulaciones con el objetivo de comparar las predicciones teóricas con la señal hallada. Los autores encuentran una señal de convergencia negativa con una significancia de 6.6σ en relación a los vacíos, y positiva, con una significancia de 8.4σ para los supercúmulos. Sin embargo, estas señales resultan ser 2.8σ más débiles que las esperadas según las predicciones teóricas del modelado. El trabajo de Hang [9] también utiliza datos del relevamiento DESI para realizar la identificación de superestructuras y vacíos en proyección correspondientes a diferentes intervalos de redshifts. Luego correlaciona la posición de estas estructuras con los mapas de temperatura y lentes del CMB provistos por Planck. En el caso del análisis de lentes, los autores encuentran acuerdo entre la señal medida y la esperada según el modelo que proponen. Si bien la existencia de la señal de correlación entre el mapa de lentes del CMB y la LSS fue ampliamente reportada [10, 11, 12, entre otros], no hay acuerdo en si existen o no discrepancias entre el efecto modelado y el observado.

Es por estas razones que en el presente trabajo se propone abordar un estudio detallado de cómo los cúmulos de galaxias utilizados como trazadores en el mapa de lentes del CMB permiten obtener información sobre el efecto de lente gravitacional débil y su relación con la forma de los halos de materia oscura a partir del cómputo de perfiles radiales medios del parámetro de convergencia κ , técnicas de apilamiento y alineaciones con respecto a la distribución de galaxias miembro de la muestra de cúmulos.

Marco Teórico

2.1 Lentes Gravitacionales

2.1.1 Descripción clásica

Las lentes gravitacionales son un fenómeno que puede ser descrito por la mecánica clásica. Si se piensa a la luz compuesta por corpúsculos, el principio de equivalencia afirma que la aceleración de un cuerpo en un campo gravitacional es independiente de su masa, estructura y composición. Así, cualquier corpúsculo de luz debe experimentar la aceleración:

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -\frac{Gm\vec{r}}{r^3} \quad (2.1)$$

donde \vec{r} es la posición del mismo en el campo gravitacional generado por el cuerpo de masa m . Esta ecuación tiene soluciones cónicas, pero dado que la velocidad de la luz c es mucho mayor que la velocidad de escape, lo que se obtiene es una solución hiperbólica y por ende, una órbita hiperbólica, que puede ser parametrizada por:

$$r = \frac{R(1+e)}{1+e\cos\phi} \quad (2.2)$$
$$r^2 \frac{d\phi}{dt} = \sqrt{GmR(1+e)}$$

donde R es el radio del punto más cercano entre el corpúsculo de luz y el cuerpo de masa m , e es la excentricidad de la órbita y ϕ es un ángulo llamado *Anomalía Verdadera*, medido desde el eje x .

La velocidad \vec{v} es:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \sqrt{\frac{Gm}{R(1+e)}} [-\vec{e}_x \sin\phi + \vec{e}_y (\cos\phi + e)] \quad (2.3)$$

$$v^2 = \frac{Gm}{R(1+e)} (1 + 2e\cos\phi + e^2) \quad (2.4)$$

Para determinar el ángulo de deflexión, se debe definir primero la excentricidad. Para ello, se asume que el corpúsculo de luz es emitido hacia el infinito con velocidad c . Por la ecuación 2.4 se obtiene:

$$c^2 = v^2|_{\phi=\phi_\infty} = \frac{Gm}{R} (e-1) \quad (2.5)$$

Y por lo tanto,

$$e = \frac{Rc^2}{Gm} + 1 \quad (2.6)$$

Así, el ángulo de deflexión es:

$$\Delta\theta \approx \frac{2Gm}{c^2 R} \quad (2.7)$$

La ecuación 2.7 representa la mitad del ángulo de deflexión observado, dado que no se tiene en cuenta la curvatura local del espacio-tiempo alrededor de cuerpos masivos [13, para más detalles del cálculo].

Para obtener el valor correcto del ángulo de deflexión de la luz a partir de un cuerpo de masa M , se debe recurrir a la Teoría General de la Relatividad. En esta teoría, la deflexión está descrita por líneas geodésicas, líneas que siguen la curvatura del espacio-tiempo. Cuando hay un cuerpo masivo, el espacio-tiempo se curva, por lo que el rayo de luz al pasar cerca del mismo se desvía siguiendo la curvatura.

2.1.2 Descripción relativista

Partiendo de las ecuaciones de campo de la Relatividad General, se puede utilizar el principio de Fermat como en el caso de óptica geométrica para tratar las lentes gravitacionales.

El principio de Fermat en óptica geométrica enuncia que la luz recorrerá el camino en el cuál el tiempo de viaje sea mínimo, que en el contexto de la Relatividad General son las geodésicas dadas por la curvatura del espacio-tiempo. Como primera aproximación, se supone que la lente considerada es débil y además que es pequeña en dimensiones comparada con todo el sistema (fuente, lente y observador). Al decir lente débil, se piensa que el potencial gravitatorio Φ es mucho menor a c^2 , $\frac{\Phi}{c^2} \ll 1$. Así, si se considera una métrica de Minkowski sin perturbar (en la signatura $+ - - -$) y se le suma el potencial perturbativo de la lente débil, se obtiene:

$$\eta_{\mu\nu} \rightarrow g_{\mu\nu} = \begin{vmatrix} 1 + \frac{2\Phi}{c^2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -(1 - \frac{2\Phi}{c^2}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -(1 - \frac{2\Phi}{c^2}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -(1 - \frac{2\Phi}{c^2}) \end{vmatrix} \quad (2.8)$$

con elementos de línea:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = \left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2}\right) (d\vec{x})^2 \quad (2.9)$$

Como la luz se propaga a tiempo propio cero, entonces $ds = 0$ y por lo tanto la velocidad de la luz en el campo gravitatorio es:

$$c' = \frac{|d\vec{x}|}{dt} \approx c \left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) \quad (2.10)$$

A partir de este valor, se puede calcular el índice de refracción $\eta = \frac{c}{c'}$. Con η y teniendo en cuenta el principio de Fermat, se puede tratar el problema del camino óptica de la luz como un problema variacional estándar y resoluble a partir de las ecuaciones de Euler-Lagrange.

Al resolverlo ¹, se obtiene que el ángulo de deflexión total de la luz por el efecto de lente gravitacional es

$$\hat{\alpha} = \frac{2}{c^2} \int_{\lambda_A}^{\lambda_B} \vec{\nabla}_{\perp} \Phi d\lambda \quad (2.11)$$

Aquí, λ es un parámetro arbitrario que caracteriza el camino óptico de la luz a partir de las ecuaciones de Euler-Lagrange. Así, el ángulo de deflexión está representado por la integral sobre la atracción del potencial gravitatorio perpendicular al camino óptico de la luz.

Como λ parametriza el camino óptico actual, la ecuación 2.11 no sería útil dado que la deflexión ya afectó dicho camino óptico. Sin embargo, dadas las aproximaciones enunciadas anteriormente ($\frac{\Phi}{c^2} \ll 1$), se espera que el ángulo de deflexión sea pequeño y por lo tanto la ecuación 2.11 válida, adoptando la aproximación de Born de teoría de dispersión e integrando sobre el camino óptico sin perturbar.

2.1.3 Ecuación de Lentes

Suponiendo una concentración de masa ubicada a z_L , correspondiente a una distancia angular D_L , si la fuente se ubica a z_S , o distancia angular D_S , la concentración de masa actúa como una lente que defleca la luz proveniente de la fuente. En la Figura 2.1 se puede observar un esquema típico de una lente gravitacional.

En línea de puntos, se define el eje óptico del observador. Partiendo de allí, se observa una fuente que se encuentra a una posición angular $\vec{\beta}$ y a una distancia D_S , entonces en el plano de la fuente se encontrará a $\vec{\eta} = D_S \vec{\beta}$. Para calcular el ángulo de deflexión $\hat{\alpha}$, se utiliza la ecuación 2.11. Así, por la deflexión, el observador recibe la luz proveniente de la fuente como si fuera emitida en la posición angular $\vec{\theta}$. Dada la aproximación de ángulo de deflexión pequeño, sumado a $\vec{\theta}$, $\vec{\beta}$ pequeños, se pueden relacionar los tres ángulos mediante una reconstrucción geométrica,

$$\vec{\theta} D_S = \vec{\beta} D_S + \hat{\alpha} D_{LS} \quad (2.12)$$

que, mediante sustituciones, concluye en

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}) \quad (2.13)$$

¹Para una resolución detallada de las ecuaciones de Euler-Lagrange para el problema variacional del camino óptico, leer las páginas 8-9 de [13]

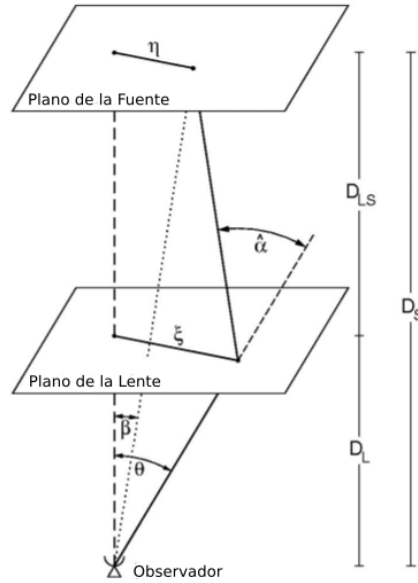


Figura 2.1: Esquema de sistema de Lente Gravitacional. Extraída y adaptada de [14].

donde $\vec{\alpha}(\vec{\theta}) = \frac{D_{LS}}{D_S} \hat{\alpha}(\vec{\theta})$. La ecuación 2.13 es conocida como *Ecuación de Lentes* y es una manera simple de relacionar las posiciones angulares de observación y de origen de la luz proveniente de la fuente.

2.1.4 Potencial de Lentes

Al considerar una distribución de masa, esta se puede caracterizar a partir del potencial efectivo de lentes $\hat{\Psi}(\vec{\theta})$ que se obtiene de la proyección tridimensional del potencial Newtoniano en el plano de la lente:

$$\hat{\Psi}(\vec{\theta}) = \frac{2D_{LS}}{c^2 D_L D_S} \int \Phi(D_L, \vec{\theta}, z) dz \quad (2.14)$$

Dicho potencial satisface que su gradiente es igual al ángulo de deflexión $\vec{\alpha}$ y que su laplaciano es proporcional a la convergencia κ .

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}_x \Psi(\vec{x}) &= \vec{\alpha}(\vec{x}) \\ \Delta_x \Psi(\vec{x}) &= 2\kappa(\vec{x}) \\ \Psi(\vec{x}) &= D_L^2 \frac{\vec{x}^2}{\xi^2} \hat{\Psi} \end{aligned} \quad (2.15)$$

En la ecuación anterior, $\vec{\xi}$ es el parámetro de impacto en el plano de la lente de la luz proveniente de la fuente.

La convergencia κ es por definición una densidad superficial de masa adimensional:

$$\kappa(\vec{x}) = \frac{\Sigma(\vec{x})}{\Sigma_{CR}}, \quad \Sigma_{CR} = \frac{c^2 D_S}{4\pi G D_L D_{LS}} \quad (2.16)$$

donde Σ_{CR} es llamada Densidad Superficial Crítica y es una cantidad que permite caracterizar el sistema de lentes. A partir de las ecuaciones 2.15, se puede integrar el laplaciano para obtener el potencial en función de la convergencia κ y reemplazando en la ecuación del ángulo de deflexión, se obtiene el mismo en función de la convergencia:

$$\alpha(\vec{x}) = \frac{1}{\pi} \int_{R^2} d^2x' \kappa(\vec{x}') \frac{\vec{x} - \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \quad (2.17)$$

Dada esta ecuación, se observa que el valor de la convergencia κ es fundamental en la deflexión de la luz. Esto es más evidente si se analiza el efecto más notorio de las lentes gravitacionales, la magnificación y distorsión de la forma de las fuentes.

Si la fuente es mucho más pequeña que el tamaño angular de la lente, se puede evitar resolver la ecuación de lentes y se puede realizar una aproximación lineal entre la fuente y la posición de la imagen. Dada esta aproximación, la distorsión de la imagen puede ser escrita como

$$A = \frac{\partial \vec{y}}{\partial \vec{x}} = \delta_{ij} - \frac{\partial \alpha_i(\vec{x})}{\partial x_j} = \delta_{ij} - \frac{\partial^2 \Psi(\vec{x})}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.18)$$

donde x_i denota la componente i de \vec{x} en el plano de la lente.

Si se resuelve esta ecuación, se obtiene que la distorsión de la imagen depende de dos factores,

$$A = (1 - \kappa) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} - \gamma \begin{bmatrix} \cos(2\phi) & \sin(2\phi) \\ \sin(2\phi) & -\cos(2\phi) \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

el valor de convergencia κ y una cantidad γ denominada shear que depende de un ángulo ϕ que rota las coordenadas. Este parámetro es proporcional a las derivadas segundas introducidas en la ecuación 2.18 y físicamente cuantifica la proyección tridimensional del campo de fuerzas gravitatorias, dado que es el gradiente de la fuerza gravitatoria, y permite describir distorsiones de fuentes de fondo.

Además, se observa que la convergencia introduce una distorsión isotrópica en la imagen, por lo que la forma intrínseca de la fuente no varía, sólo es reescalada en un factor constante mientras que el shear elonga la forma intrínseca en alguna dirección privilegiada, generando por ejemplo arcos en las imágenes de fuentes de fondo.

Por ello es que si se considera una fuente circular, pequeña comparada al tamaño de la lente, será observada desde la Tierra como una elipse si tanto κ como γ son distintos de cero, como se puede observar en la Figura 2.2.

2.1.5 Tipos de Lentes Gravitacionales

Existen tres tipos de lentes gravitacionales en el Universo: Microlentes, Lentes Gravitacionales Fuertes y Lentes Gravitacionales Débiles, según el efecto causado y el objeto actuando como lente.

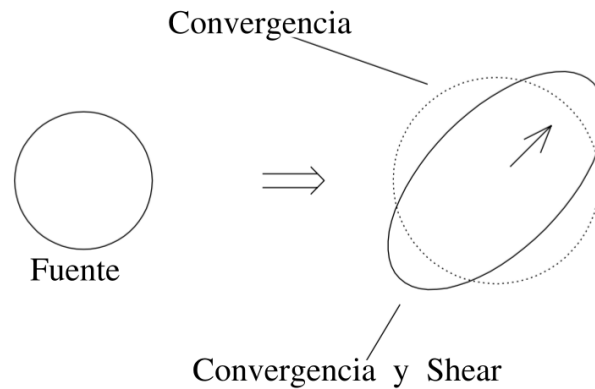


Figura 2.2: Acción de κ y γ en fuente circular. Extraída y adaptada de [15].

Las Microlentes son producidas por lentes cuyo tamaño es pequeño comparado con el tamaño del sistema en sí. Ejemplos de microlentes son los eventos producidos por planetas, estrellas o algún objeto compacto que se encuentre en nuestra galaxia o en alguna cercana. El efecto producido en la distorsión de la imagen no suele ser de gran magnitud y se suelen utilizar técnicas como la variación de la intensidad de la luz de alguna fuente para detectarlas.

Las Lentes Gravitacionales Fuertes son aquellas que se producen a partir de galaxias o cúmulos de galaxias actuando como lentes y que además se producen en el seno de las mismas, donde la lente distorsiona tanto la imagen que se considera una lente crítica. Estas lentes tienen efectos importantes en la imagen generada, causando imágenes múltiples, anillos de Einstein o arcos gravitacionales.

Las Lentes Gravitacionales Débiles, en cambio, son aquellas que se producen también a partir de lentes como galaxias o cúmulos de galaxias pero que actúan sobre la inmensa cantidad de galaxias de fondo. Dada la gran densidad de galaxias distantes existentes, las galaxias o los cúmulos parecen posarse sobre las mismas, actuando como lentes gravitacionales de forma muy característica distorsionando levemente la elipticidad de las galaxias de fondo y permitiendo reconstruir la distribución de masa de las lentes a partir de dichas distorsiones. Dado que el tamaño de cada fuente individual se desconoce y se considera que cada fuente es intrínsecamente irregular, el gran número existente permite promediar su forma y, al hacer la suposición de que están orientadas de manera aleatoria, se deduce que el promedio debe ser circular.

2.1.6 Lentes Gravitacionales y Materia Oscura

El modelo cosmológico actual Λ CDM (Lambda Cold Dark Matter) infiere que el Universo está conformado por 5% de materia bariónica ordinaria, $\sim 26\%$ de materia oscura y $\sim 69\%$ de energía

oscura [16]. La materia bariónica es conocida y caracterizada pero tanto la materia oscura como la energía oscura se encuentran en investigación actual, con diferentes hipótesis.

Según el escenario Λ CDM, la materia oscura únicamente interactúa con su entorno de manera gravitacional. Así, una medida directa de la misma no es posible a partir de las herramientas con las que se cuenta. Sin embargo, mediante las lentes gravitacionales, se puede realizar una medida indirecta.

La materia oscura no se encuentra distribuida de cualquier modo sino que, según simulaciones de N-cuerpos, responden a agrupaciones de materia que colapsan para formar halos virializados de estructura aproximadamente triaxial, que en proyección se observan de forma elíptica. Dichos halos hospedan las galaxias y los sistemas de galaxias, conteniendo alrededor de 200 veces la densidad media del Universo [17][18].

Debido a que, como se dijo antes, los halos de materia oscura no pueden ser estudiados de manera directa, los estudios se realizan a partir de las galaxias o sistemas de galaxias que los mismo alojan. Allí es donde juegan un papel fundamental las lentes gravitacionales dado que los halos funcionan como un fuerte potencial gravitatorio que distorsiona las galaxias de fondo, de manera que esta distorsión depende de la densidad de materia de los halos y de la configuración del sistema, es decir, de las distancias involucradas entre lente, fuente y observador.

Al estudiar las regiones centrales de los halos de materia oscura, la densidad de materia es mayor y por lo tanto los efectos gravitacionales son más notorios, teniendo Lentes Gravitacionales Fuertes. Al trasladarse hacia regiones más externas, la densidad de materia disminuye y por lo tanto los efectos son más pequeños, modificando levemente la elipticidad de las galaxias de fondo, con Lentes Gravitacionales Débiles. En este caso, el análisis debe ser estadístico y depende del número de galaxias de fondo consideradas para obtener resultados confiables y estadísticamente significativos. A partir de esto, se puede estudiar la distribución de masa en regiones angulares grandes respecto al centro del sistema, obteniendo información acerca de la densidad de masa proyectada para varios radios viriales de distancia [19].

Como los efectos de lente débil son pequeños, detectar la señal de lente no suele ser una tarea sencilla debido a la baja distorsión de la forma de las galaxias que además se ven afectadas por el ruido existente tanto en el Universo como en el instrumental utilizado. Es por ello que se debe recurrir a otra técnica que permita mejorar la relación señal-ruido para así obtener resultados significativos. Para ello, se suele recurrir a técnicas de apilamiento [20] que consisten en considerar sistemas con características similares, como por ejemplo el número de galaxias miembro, y asumir que los efectos de lente causados a las galaxias de fondo que se encuentran a la misma distancia física de los sistemas serán similares. A partir de esta técnica se incrementa artificialmente el número de

galaxias de fondo para así obtener información de la densidad de los halos de materia oscura en los que se encuentran embebidos las galaxias.

Dado que los halos de materia oscura son elípticos en proyección, la señal de lente se ve afectada en variaciones acimutales: la amplitud crece en la dirección del eje mayor y decrece en la del eje menor [21] [22]. Dicho efecto se puede modelar para obtener la elipticidad de los cúmulos individualmente si se tienen cúmulos de galaxias masivos ($10^{15} M_{\odot}$, donde M_{\odot} son Masas Solares) y observaciones profundas. Si se aplican técnicas de apilamiento, esto se puede extender a sistemas de menor masa.

Este escenario es favorable a plantear el estudio de lentes gravitacionales no necesariamente en catálogos de lentes utilizando los efectos de galaxias o cúmulos sobre galaxias de fondo sino a partir del mapa de convergencia κ del Fondo Cósmico de Radiación de Microondas, utilizando como trazadores de materia oscura cúmulos de galaxias con características similares, para poder aplicar técnicas de apilamiento.

La ventaja de utilizar el Fondo Cósmico de Microondas se manifiesta en la profundidad óptica del mismo así como en la capacidad de contar con la luz emitida como fotones libres desde la última superficie dispersada luego del Big Bang. Además, a partir de las fluctuaciones de convergencia κ en el Fondo Cósmico de Microondas, se puede observar el inicio de las Grandes Estructuras conocidas actualmente en el Universo.

Así, es posible relacionar las lentes gravitacionales y, por lo tanto, las formas de los halos de materia oscura en los cúmulos con su distribución en las Grandes Estructuras.

Todos estos conceptos serán explorados en las secciones siguientes.

2.2 Fondo Cósmico de Microondas

La existencia del Fondo Cósmico de Microondas (CMB, por sus siglas en inglés) fue predicha por Gamow en 1948 [23], estimado con una temperatura de $5 K$ por Alpher y Herman en 1950 [24] y descubierta por Penzias y Wilson en 1965 [25].

Distintos proyectos permitieron observarlo, como lo fue el Cosmic Background Explorer (COBE) entre 1989-1993, el Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) entre 2001-2013 y la colaboración Planck, el más reciente, que se encuentra en funcionamiento desde 2009.

La radiación del CMB es la única en la naturaleza que representa una radiación de cuerpo negro perfecto y tiene una temperatura de $3000 K$ con un corrimiento al rojo que la traslada hacia $T_0 = (2.7255 \pm 0.0006) K$ [26]. Además, la temperatura del CMB es la misma en todas las

direcciones del Universo, con pequeñas variaciones de $300 \mu K$ que representan anisotropías.

En lo que se conoce como época de Recombinación, el plasma inicial en el que estaban interactuando los bariones, electrones y fotones se enfrió hasta llegar a $3000 K$, permitiendo la formación estable de átomos de hidrógeno y por lo tanto, que el plasma se volviera transparente. Desde ese momento, los fotones del CMB se han propagado libremente por el Universo hasta llegar a la actualidad, siendo la información cósmica más antigua a la cuál se tiene acceso luego del Big Bang.

2.2.1 Modelo Cosmológico Estándar

La cosmología moderna está basada en la hipótesis de que nuestro Universo es en buena aproximación homogéneo e isótropo a grandes escalas, algo que se conoce como *Principio Cosmológico*. Que el Universo sea homogéneo e isótropo significa que no existen posiciones privilegiadas en el mismo; estadísticamente, sin importar la dirección considerada, las observaciones son equivalentes y semejantes.

Definir la escala a la cuál la distribución de galaxias se vuelve homogénea no es una tarea sencilla. Sin embargo, se sabe que la geometría del Universo temprano muestra pequeñas variaciones del fondo homogéneo e isótropo, apareciendo en escalas de algunos Mpc ($1 Mpc = 3.086 \times 10^{26} m$). Estas pequeñas variaciones de la homogeneidad e isotropía en el Fondo Cósmico de Microondas son sumamente importantes dado que son 'la semilla' de la formación de Grandes Estructuras, galaxias, y por lo tanto sistemas solares, a partir de la inestabilidad gravitacional.

Siguiendo el formalismo planteado en [27, y sus referencias], se buscan soluciones de las ecuaciones de Einstein de la Relatividad General que representen un Universo con las simetrías necesarias para respetar la homogeneidad e isotropía del mismo. Así, nacen las soluciones de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW).

En esta métrica, el diferencial de distancia está dado por:

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k = -c^2 d\tau^2 + a^2(\tau) \left[\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\phi^2) \right] \quad (2.20)$$

donde r, θ y ϕ son coordenadas comóviles. En este modelo, el espacio se expande con un factor $a(t)$ que depende únicamente del tiempo. El parámetro K tiene tres valores posibles: $K = 0, \pm 1$. Si $K = 0$, el espacio es plano e infinito. Si $K = 1$, el espacio es cerrado, con forma esférica y finito. Si $K = -1$, el espacio es curvado hiperbólicamente, abierto e infinito. Se pueden observar los tres valores de K en la Figura 2.3.

Las ecuaciones de Einstein con las soluciones de Friedmann llevan a definir la *Tasa de Expansión*

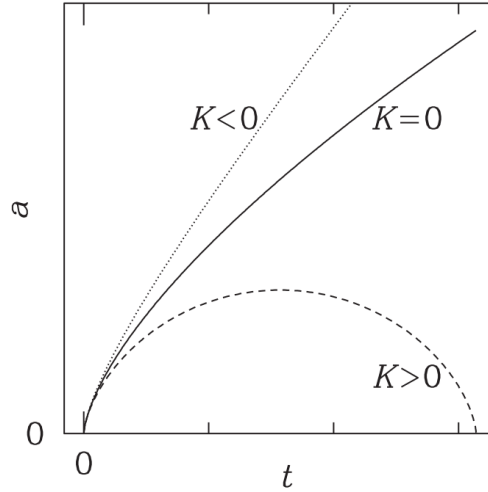


Figura 2.3: Espacio según el valor de K . Extraída de [28].

de Hubble como $H = \frac{\dot{a}}{a}$ donde

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}(\tau)}{a(\tau)} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho(\tau) - \frac{c^2 K}{a^2(\tau)} \quad (2.21)$$

siendo $\rho(\tau)$ una densidad de masa que depende de $a(\tau)$ y G la constante de gravedad de Newton. En el Universo actual, es decir al medir las constantes hoy en día ($\tau = \tau_0$), dicha tasa es conocida como *Constante de Hubble* y toma el valor

$$H_0 = 100h \frac{km}{s Mpc} = (3.24078 \times 10^{-18} s^{-1})h \quad (2.22)$$

donde h se encuentra entre los valores $0.67 \leq h \leq 0.74$ y no tiene relación con la constante de Planck.

Se conoce como densidad crítica $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$ a la densidad de masa en un espacio plano, que proviene de la ecuación 2.21 al colocar $K = 0$.

En el Universo actual, el valor de la densidad crítica está dado por:

$$\rho_{c0} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = (1.87834 \times 10^{-26} \frac{kg}{m^3}) h^2 \quad (2.23)$$

En cosmología, se suelen definir las cantidades $\Omega_X = \rho_X / \rho_c$ denominadas parámetros de densidad de la componente X . Las mismas indican la fracción que la componente X contribuye a la expansión del Universo. Las más utilizadas en simulaciones numéricas cosmológicas y al momento de realizar diversos estudios son:

$$\Omega_m = \frac{\rho_{m0}}{\rho_{c0}} = \frac{8\pi G \rho_0}{3H_0^2}, \text{ densidad de materia} \quad (2.24)$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2}, \text{ densidad de energía oscura} \quad (2.25)$$

$$\Omega_K = \frac{-K}{a_0 H_0^2}, \text{ parámetro de curvatura} \quad (2.26)$$

Los valores obtenidos por la Colaboración Planck [16] para estos parámetros son:

$$\Omega_m = 0.315 \pm 0.007, \quad \Omega_\Lambda = 0.6847 \pm 0.0073, \quad \Omega_K = 0.0007 \pm 0.0019 \quad (2.27)$$

Dada la incertidumbre del valor de Ω_K , se puede considerar indistinguible de cero y por lo tanto, para el modelo de Planck, el Universo es plano. Esto es una observación a tener en cuenta dado que en este trabajo se utilizarán observaciones de la Colaboración Planck.

Por completitud, el valor de H_0 obtenido por la Colaboración Planck es:

$$H_0 = (67.4 \pm 0.5) \frac{km}{Mpc \ s} \quad (2.28)$$

Algo a tener en cuenta es que en el cielo, la posición de un objeto está dada por coordenadas angulares, pero no es posible saber cuán lejos se encuentra de la posición del observador. Para ello, se define una tercera coordenada denominada z (*redshift*) que representa el corrimiento al rojo de los fotones del objeto visualizado. Dado un objeto en el cielo, este tiene una línea espectral λ intrínseca que tendrá un corrimiento al rojo debido a la expansión del Universo. Así, si es emitido a un cierto tiempo propio τ llega al observador con longitud de onda $\lambda_0 = \frac{\lambda a_0}{a(\tau)} = (1 + z(\tau))\lambda$. De esta forma, se define el redshift como:

$$z(\tau) + 1 = \frac{a_0}{a(\tau)} \quad (2.29)$$

No debe confundirse este tipo de corrimiento al rojo, que es debido a la expansión del Universo, con el corrimiento al rojo gravitacional o efecto Einstein, que es debido a la dilatación del tiempo cerca de objetos masivos en el marco de la Relatividad General.

Asumiendo el modelo cosmológico estándar, a partir de los parámetros cosmológicos del mismo y pudiendo calcular tanto coordenadas angulares como el redshift z , es posible estimar la posición y la distancia de un objeto pero también la existente entre dos o más objetos, con la posibilidad de conocer la evolución de dicha distancia debido a la expansión del Universo. Esto es fundamental para cualquier estudio que se quiera realizar en lentes gravitacionales porque permite caracterizar tanto la galaxia/cúmulo de fondo como la galaxia/cúmulo que funciona como lente, logrando resultados que se pueden comparar con los predichos por la teoría y así obtener análisis concretos del fenómeno de lentes gravitacionales.

2.2.2 Inflación, Nucleosíntesis y la época de Recombinación

Si se agrega una constante cosmológica a la densidad de energía y la presión obtenidas a partir de las ecuaciones de FRLW y los tensores de energía-momento de la Relatividad General, se obtiene

que:

$$\begin{aligned}\mathcal{H}^2 &= \frac{8\pi G}{3}a^2\rho - K \\ \dot{\mathcal{H}} &= -\frac{4\pi G}{3}a^2(\rho + 3P) = \left(\frac{\ddot{a}}{a}\right) - \mathcal{H}^2\end{aligned}\tag{2.30}$$

Si $\rho + 3P > 0 \forall t$, entonces el modelo cosmológico homogéneo e isótropo tiene varios y severos problemas, como lo son el *problema de horizonte*, el *problema de entropía* o el *problema del monopolio*; problemas en los que no se profundizará debido a que este trabajo no los trata.

Para resolver dichas dificultades, Alan Guth propuso en 1981 una teoría inflacionaria [29], donde la condición $\rho + 3P > 0$ es obviada y por lo tanto la expansión es mucho más rápida que una expansión lineal en τ , siendo de manera exponencial. Esto es lo que se conoce como período de inflación. Si bien el mecanismo por el cual la física de partículas explicaría este período aún no está resuelto, la idea fundamental propone formas de comprobar la teoría, como lo son las fluctuaciones primarias del espectro de radiación del fondo de microondas, tema que se tratará en secciones siguientes y que han sido detectadas observacionalmente.

Luego de esta época de inflación, el Universo entró en una etapa de 'pre-calentamiento' y 're-calentamiento' (pre-heating and reheating) que dio paso a la nucleosíntesis y la época de recombinación.

Siguiendo los formalismos planteados en [28, 30, y sus referencias], a altas temperaturas ($T > 30 \text{ MeV}$, $T > 10^9 \text{ K}$) ninguno de los elementos denominados livianos (deuterio ${}^2\text{H}$, helio-4 ${}^4\text{He}$, helio-3 ${}^3\text{He}$ o litio ${}^7\text{Li}$) son estables. En este régimen, se espera que los bariones formen una mezcla de protones y neutrones en equilibrio térmico entre ellos y con los electrones, fotones y neutrinos que se encuentran en el medio. Esta época del Universo sucede unos pocos minutos luego del Big Bang ($\sim 3 \text{ min}$), a un redshift $z \sim 10^8 - 10^9$ y es conocida como la época de Nucleosíntesis.

De estos elementos, el que tiene mayor energía de ligadura es el ${}^4\text{He}$, cercana a 28 MeV . Sin embargo, en este régimen, el número de bariones existentes no es suficiente como para que existan interacciones de 3 o 4-cuerpos en equilibrio térmico. Así, antes de que ocurra algún proceso de nucleosíntesis, la temperatura debe descender mínimamente a la energía de ligadura del deuterio, que es cercana a los $2.2 \text{ MeV} \approx 2 \times 10^{10} \text{ K}$. Aún llegando a esa temperatura, dado el bajo número de densidad barión-fotón ($\eta_{b\gamma} = n_b/n_\gamma \sim 10^{-9}$), existen demasiados fotones a muy altas energías como para que el ${}^2\text{H}$ sea estable. Es por ello que para formar átomos estables, la temperatura debe descender al menos un orden por debajo de las energías de ligadura de cada elemento para poder obtener átomos estables en equilibrio térmico, de lo contrario el bajo número de bariones-fotones lleva a que haya suficientes fotones como para romper los átomos formados.

Así, la $T_{nuc} \approx 0.1 \text{ MeV} \approx 1 \times 10^9 \text{ K}$.

Luego de la nucleosíntesis, los procesos de reacciones químicas entre las partículas suceden mucho más rápido que la tasa de expansión del Universo, por lo que el fluido cósmico en el que se encuentran los bariones comienza a termalizarse y por lo tanto el Universo se enfría adiabáticamente. A estas temperaturas, la radiación tiende a termalizarse como un cuerpo negro perfecto y la densidad del número de fotones es una función que depende de la temperatura como $n_\gamma \propto T^3$. Luego de estos procesos, la relación fotón-barión se vuelve constante.

Dada la Termodinámica existente, el elemento A debe cumplir con una estadística de Maxwell-Boltzmann para el número de ocupación:

$$f_A = e^{-(m_A - \mu_A)/T} e^{-p_A^2/2m_A T} \quad (2.31)$$

donde p_A es el momento de la partícula A , m_A su masa en reposo y μ_A el potencial químico.

Luego, la densidad numérica estará dada por:

$$n_A = g_A \int \frac{d^3 p_A}{(2\pi)^3} f_A = g_A \left(\frac{m_A T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{(\mu_A - m_A)/T} \quad (2.32)$$

donde g_A es un factor de degeneración.

En el equilibrio térmico, los potenciales químicos se relacionan a partir de:

$$\mu_A = Z\mu_p + (A - Z)\mu_n \quad (2.33)$$

donde los subíndices p y n representan al neutrón y al protón respectivamente y Z es el número de protones del átomo A .

Definido esto, la abundancia estará dada por:

$$X_A = A \frac{n_A}{n_b} = A^{5/2} g_A 2^{-A} \left[\frac{\left(\frac{2\pi T}{m_b} \right)^{3/2} 2\zeta(3)\eta_{b\gamma}}{\pi^2} \right]^{A-1} e^{B_A/T} X_p^Z X_n^{A-Z} \quad (2.34)$$

donde X_p y X_n son la abundancia de protones y neutrones, $\zeta(3) \approx 1.202$ y n_b es la densidad de bariones. Las dos variables en esta ecuación son la energía de ligadura $B_A = Zm_p + (A - Z)m_n - m_A$ y la densidad barión-fotón $\eta_{b\gamma} = n_b/n_\gamma$, que como ya se dijo anteriormente, tiene un valor de $\eta_{b\gamma} \approx 10^{-9}$.

Si se resume lo visto hasta ahora, mientras los átomos de hidrógeno se encuentran ionizados, las interacciones fotón-electrón (Dispersión Thomson) y electrón-protón (Dispersión Rutherford) suceden en escalas de tiempo mucho más rápidas que la expansión del Universo en sí y por lo tanto se puede considerar a esta última como adiabática a nivel termodinámico, viviendo en un

sistema en equilibrio térmico donde mientras las temperaturas se encuentren por encima de la energía de ionización del átomo de Hidrógeno neutro ($13.6eV \approx 1 \times 10^5 K$), todos los átomos formados se disociarán rápidamente. En este contexto, la mayoría de los electrones y protones se encuentran libres y la densidad de Hidrógeno Neutro es muy baja. Sin embargo, por debajo de cierta temperatura, ya no existirán demasiados fotones de alta energía como para desarmar los átomos formados y entonces la densidad de los mismos comenzará a crecer. Este momento es el que se conoce como *Época de Recombinación*. Se puede determinar dicha temperatura T_{rec} y dicho redshift z_{rec} a partir de las reglas de equilibrio de una reacción química ordinaria



y utilizando las ecuaciones 2.31 - 2.34.

Al realizar el cálculo ², se obtiene que:

$$T_{rec} = 0.32 eV = 3757 K , z_{rec} = 1376 \quad (2.36)$$

Al llegar a esta temperatura, los electrones y protones pueden recombinarse (aunque el término preciso sería combinarse, dado que no existió una combinación primera que llevara a una REcombinación) en átomos neutros de Hidrógeno. Así, la fracción de electrones libres desciende y por lo tanto la interacción entre protones y electrones disminuye hasta que la fracción de electrones libres permanece constante. Pero el mismo efecto experimentan los fotones que interactúan con los electrones. Cuando la cantidad de fotones que se dispersaban con los electrones es tan pequeña que se encuentra por debajo de la tasa de expansión del Universo, entonces el proceso de dispersión se frena y los fotones se pueden propagar libremente. Esto es lo que se conoce como *Desacoplamiento de los fotones* (Decoupling of photons) y ocurre a

$$T_{dec} \approx 0.26 eV \approx 3017 K , z_{dec} \approx 1100 \quad (2.37)$$

como se puede observar en la Figura 2.4.

Así, luego de la *Época de Recombinación*, que ocurrió aproximadamente 380000 años después del Big Bang, el Universo se volvió transparente y se formaron los primeros átomos de Hidrógeno neutro. Cuando se observa hacia atrás en el Universo, debido a la velocidad finita de la luz, siempre el observador se encuentra antes en el tiempo con esta superficie que con el Universo opaco, por lo que parece que se está rodeado de una superficie esférica en el espacio a partir de la cuál no se puede observar más allá. Esta superficie se conoce como la última superficie de dispersión (last-scattering surface) y a su radiación como *Radiación del Fondo Cósmico de Microondas* (Cosmic

²Para una resolución detallada del mismo, leer sección 1.3.1 de [28] y secciones 2.1, 2.2 y 2.3 de [30]

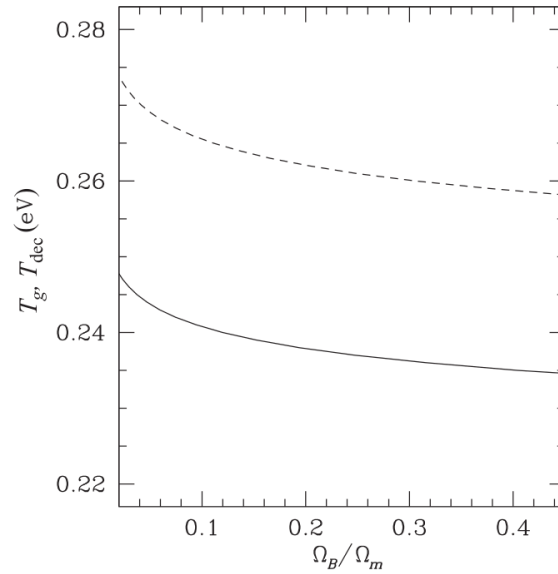


Figura 2.4: Temperaturas de frenado para Recombinación (Sólida) y Dispersión Thomson (Punteada) en función de las densidades Ω_B/Ω_m . Extraída de [28].

Microwave Background). El espectro de esta radiación se comporta como un cuerpo negro perfecto que, debido a la expansión del Universo, llega a la actualidad con una temperatura de $(2.72548 \pm 0.00057) K$ [26], en el rango de microondas. Se puede observar en la Figura 2.5.

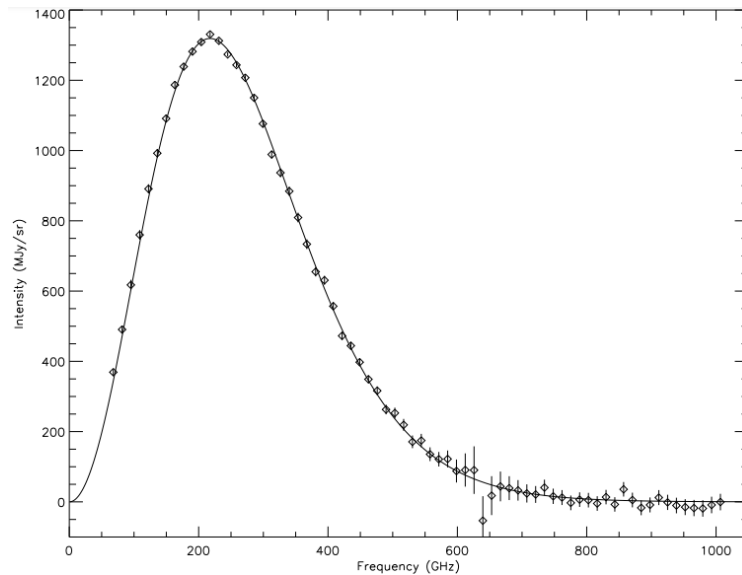


Figura 2.5: Espectro medio asociado a la velocidad del sistema solar con respecto al CMB. La línea representa la predicción basada en WMAP y los puntos junto con sus incertezas son el resultado de la medición y calibración FIRAS[†] (Far Infrared Absolute Spectrophotometer). Extraída de [26].

[†]Para más información, https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/about_firas.html

2.2.3 Anisotropías en el CMB

En esta sección se hará un tratamiento cualitativo de las anisotropías y sus efectos para contextualizar este trabajo utilizando como base parte del texto de [31, y sus referencias]. Para un análisis cuantitativo de la teoría de anisotropías en el CMB se puede recurrir a [32, y sus referencias].

A primera vista, el espectro de temperatura del CMB pareciera ser completamente isotrópico, respetando un modelo de cuerpo negro, como se ha planteado anteriormente. Sin embargo, si se observa más detalladamente, se encuentra una componente dipolar en el mismo, debida al movimiento del Sistema Solar con respecto al Fondo Cósmico. Esta pequeña perturbación se encuentra en el orden de $10^{-3} K$. Y las fluctuaciones continúan para multipolos $l > 2$ (si se hace una descomposición en armónicos esféricos) en órdenes de $10^{-5} K$. Estas fluctuaciones son debidas a la época de inflación y se presume que son las 'semillas' que generan la formación de estructuras por colapso gravitacional, como se relató en secciones anteriores. Las mismas fueron detectadas primero por el satélite COBE y luego, de manera mucho más precisa, por la Colaboración Planck, como se puede observar en la Figura 2.6. Dado que las fluctuaciones son pequeñas, la teoría de

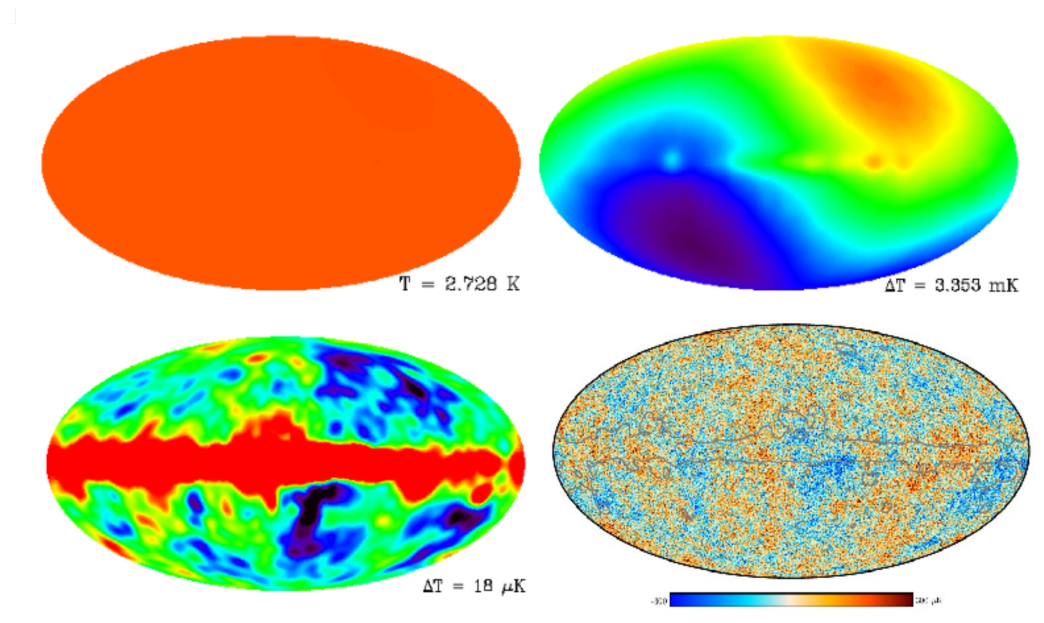


Figura 2.6: Anisotropías en el CMB. Las 3 primeras imágenes corresponden al análisis multipolar de los datos obtenidos por el satélite COBE (isotrópico, dipolar y multipolar, respectivamente) y fueron extraídas de <https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/>. La última imagen pertenece a la Colaboración Planck [16] (multipolar).

perturbaciones funciona de muy buena manera a primer orden en anisotropías primarias y para mejores aproximaciones se aplica la teoría de segundo orden a las anisotropías conocidas como No Gaussianas.

Estas fluctuaciones aparecen principalmente por lo sucedido antes de la época de Recombinación: el plasma en donde vivían tanto los bariones como los fotones estaba sumergido en un potencial gravitatorio que característicamente tenía picos y pozos. Así, las partículas se encontraban en un constante movimiento entre zonas estables de este potencial, atraídas hacia las mismas por la gravedad, y zonas inestables, empujadas por la presión de radiación de los fotones. Esto generó oscilaciones acústicas en el plasma que llegan hacia los satélites actuales a partir de las huellas que dejaron en el CMB al momento de emitirse los fotones libremente: las anisotropías. Es por ello que el espectro de potencia de la temperatura del CMB no es plano: algunas longitudes de onda se encontraban en su máxima oscilación (o mínima) y otras se encontraban en valores medios, que se traduce en picos y valles, respectivamente. Sumado a eso, la posición y altura de los picos es sensible a los diferentes parámetros cosmológicos que ya se han nombrado en este trabajo, como la cantidad de bariones/materia oscura presentes en el Universo, el valor de Ω_K , la constante cosmológica Λ , entre otros. Esto se puede observar en la Figura 2.7.

Cada pico representa algún efecto dado por estas anisotropías y se estudia en lo que se conoce

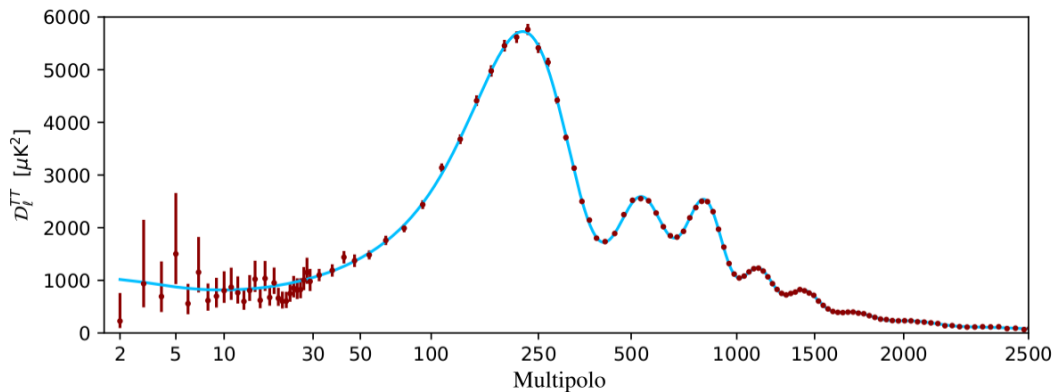


Figura 2.7: Espectro de potencia de Temperatura del CMB. La cantidad D_l es definida como $l(l+1)C_l^{TT}/(2\pi)$. Los puntos y sus barras de error son las mediciones realizadas mientras que la curva azul es el mejor ajuste para el modelo Λ CDM. Extraída de [16].

como Cosmología de Alta Precisión, pero no es algo en lo que se entrará en detalle en este trabajo. Para completar los efectos debidos a las anisotropías, si el CMB fuese totalmente isótropo, no debería existir ninguna polarización. Sin embargo, dada la anisotropía del mismo, existe una polarización lineal del CMB que es observada a partir de los datos de la Colaboración Planck, como se muestra en la Figura 2.8.

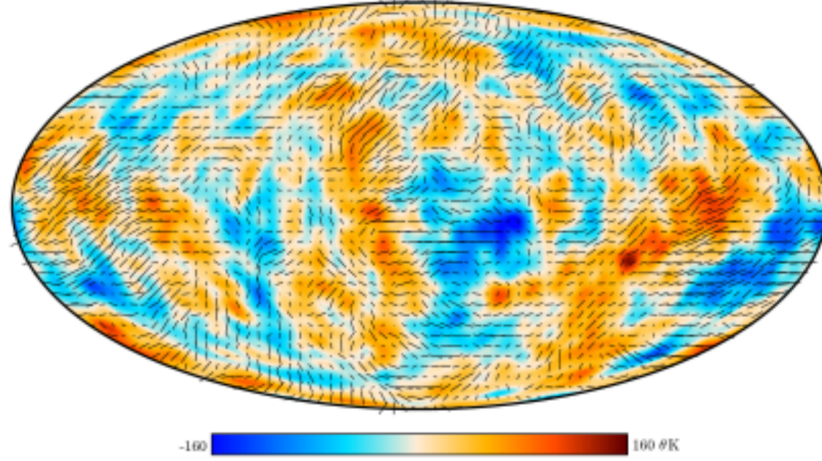


Figura 2.8: Mapa de Polarización del CMB como barras superpuestas sobre el mapa de temperatura, con un suavizado de 5° , para una mejor visibilidad. Extraída de [16].

2.2.4 Espectro de Potencia del CMB

Dado que las fluctuaciones de la época de inflación son fluctuaciones cuánticas, estas mismas son aleatorias. Es por ello que no se puede definir la distribución precisa de las fluctuaciones de temperatura en el cielo. Lo que sí se puede predecir son propiedades estadísticas de esta distribución, en particular funciones de correlación. Así, se puede introducir una estadística de 2 puntos a partir de una función de correlación angular de 2-puntos o, en el espacio de los armónicos esféricos, el espectro de potencia angular. Si se considera que la distribución es gaussiana, entonces toda la información debe estar contenida en el espectro de potencias, con la función de correlación de los n -puntos impares igual a cero y la de n -puntos pares siendo una combinación lineal del espectro de potencia. Como ya se dijo en la sección anterior, la distribución no es gaussiana dadas las fluctuaciones, pero debido a que estas son pequeñas, sigue siendo una buena aproximación. Por lo tanto, siguiendo las definiciones planteadas en la Colaboración Planck [16]:

$$a_{lm} = \int d\hat{\mathbf{n}} Y_{lm}^*(\hat{\mathbf{n}}) T(\hat{\mathbf{n}}) \quad (2.38)$$

Como se asume isotropía estadística, $\langle a_{lm}^* a_{l'm'} \rangle$ debe ser diagonal y depender únicamente de l . Así

$$\langle a_{lm}^{T*} a_{l'm'}^T \rangle = C_l^{TT} \delta_{ll'} \delta_{mm'} \quad (2.39)$$

que permite definir el valor:

$$D_l^{XY} = \frac{l(l+1)C_l^{XY}}{2\pi} \quad (2.40)$$

que se denomina espectro de potencia angular (como se puede observar en la Figura 2.7).

Un autoespectro D_l^{XX} representa la contribución en intervalos logarítmicos de los multipolos cen-

trados en l a la varianza de la fluctuación. La Colaboración Planck ha obtenido resultados de los espectros de potencia tanto de la temperatura TT , de la polarización EE (uno de los dos modos de polarización E y B), como de la correlación entre temperatura y la polarización TE . Sin embargo, en este trabajo se profundizará en otro espectro de potencia que se ha medido a partir del trabajo de la Colaboración Planck del año 2018: el espectro de potencia de lentes gravitacionales.

2.2.5 Efectos de Lentes Gravitacionales en el CMB

Los fotones que se observan en el Fondo Cósmico de Microondas debieron viajar desde la última superficie de dispersión hasta la actualidad, por lo que atravesaron casi todo el Universo hasta llegar aquí. En este viaje, la longitud de onda de los mismos cambió debido a la expansión del Universo pero también sus caminos se vieron deflectados a partir de las inhomogeneidades existentes en el Universo [33].

La deflexión de los caminos inducidas por las lentes gravitacionales son del orden de $2'$ a $3'$ en regiones de 2° a 3° de tamaño. Dado que la última superficie de dispersión se encuentra a distancias muy lejanas, cada fotón atraviesa diversas lentes gravitacionales de manera independiente al resto de los fotones en su camino, por lo que se generan anisotropías secundarias (No Gaussianas) representadas por funciones de correlación de 3 o 4-puntos, a diferencia de las anisotropías primarias que tienen funciones de correlación de 2-puntos. Por ello, el efecto a segundo orden es significativo y se ve reflejado en la medición de las denominadas 'señales secundarias'.

Las lentes gravitacionales que afectan a los fotones del CMB provienen de gradientes de potencial gravitacional de fuentes que se encuentran entre $0 < z < 1100$ y son una prueba de la existencia de las estructuras en gran escala en el Universo. Si se considera el espectro de potencia de la temperatura, las lentes generan diferentes efectos en el mismo, comenzando por el hecho de que el espectro que se observa es en realidad el espectro de temperatura afectado intrínsecamente por las lentes. Además, el espectro de polarización también se ve afectado por las lentes, a partir de la transformación de modos E en modos B . Esto genera correlación en ciertos multipolos l que de otro modo hubiesen sido independientes entre sí [34].

Espectro de Potencia de Lentes

En esta sección se utilizarán las convenciones y nomenclaturas adoptadas por el común de la literatura CMB y no las que se suelen utilizar para las lentes gravitacionales de galaxias.

El ángulo de deflexión, en órdenes bajos, se puede escribir como el gradiente del potencial de

lentes $\alpha = \nabla\psi(\hat{\mathbf{n}})$, donde el potencial de lentes representa una medida de la distribución de masa integrada desde la actualidad hasta la última superficie dispersada:

$$\psi(\hat{\mathbf{n}}) = -2 \int_0^{\chi_*} d\chi \left(\frac{\chi_* - \chi}{\chi_* \chi} \right) \Psi(\chi, \hat{\mathbf{n}}) \quad (2.41)$$

con χ_* la distancia comóvil hasta la última superficie dispersada y $\Psi(\chi, \hat{\mathbf{n}})$ el potencial definido en la Sección 2.1.4, teniendo en cuenta las relaciones establecidas en la ecuación 2.15.

Es por este resultado que el mapa de lentes gravitacionales devuelve esencialmente una vista de toda la materia existente en el Universo, trazada por los fotones que viajaron a través de $\sim 13 \text{ Gyr}$ de historia cósmica.

Dadas las relaciones de la ecuación 2.15, se puede asociar la convergencia κ con el potencial $\psi(\hat{\mathbf{n}})$ en el plano de los armónicos esféricos a partir de:

$$\kappa_{LM} = \frac{L(L+1)}{2} \psi_{LM} \quad (2.42)$$

donde la convención de L y M en lugar de l y m es por usos históricos en lentes. Se puede observar el espectro de potencia del potencial de lentes junto con el mapa creado a partir del mismo, ambos provistos por la Colaboración Planck [16] en la Figura 2.9.

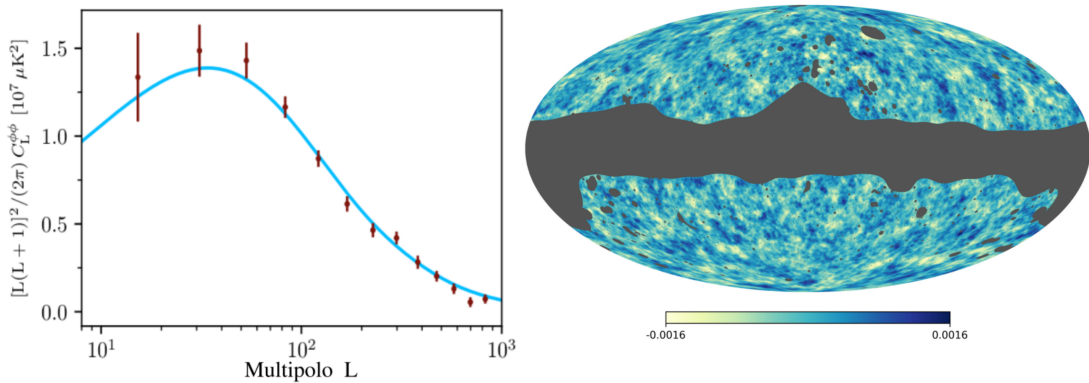


Figura 2.9: A la izquierda, el espectro de potencial de lentes. La curva azul representa el mejor ajuste para el modelo Λ CDM. A la derecha, el mapa Planck de lentes generado a a partir del análisis de varianza mínima tanto de la temperatura como de la polarización. La máscara se encuentra en regiones donde la emisión residual de nuestra galaxia es sustancial. Las zonas fuera de la máscara abarcan el 70% del cielo. Ambas figuras fueron extraídas y adaptadas de [16].

Efecto Sachs-Wolfe, Sunyaev-Zeldovich y otras anisotropías

En su camino, los fotones son perturbados por las estructuras en gran escala existentes en el Universo. Estas perturbaciones pueden afectar al potencial gravitacional tanto de manera temporal

como de forma espacial.

La perturbación espacial es el gradiente que se ha cuantificado en secciones anteriores a partir de la convergencia κ . Sin embargo, esta variación también está relacionada a la fluctuación de densidad de materia δ a través de la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2\psi(\hat{\mathbf{n}}) = \frac{3H_0^2\Omega_m}{2a(\tau)}\delta \quad (2.43)$$

Las fluctuaciones de temperatura en la última superficie de dispersión generan a gran escala el efecto conocido como 'Efecto Ordinario de Sachs-Wolfe' (OSW) [35] y está dado por:

$$\frac{\Delta T(\hat{\mathbf{n}})^{OSW}}{T_{CMB}} = 2\psi(x_{dec}, t_{dec}) \quad (2.44)$$

Además, las fluctuaciones que existen por la dependencia temporal del potencial gravitatorio en el camino del fotón representan el llamado 'Efecto Integrado de Sachs-Wolfe' (ISW) [35] y está dado por:

$$\frac{\Delta T(\hat{\mathbf{n}})^{ISW}}{T_{CMB}} = \frac{-2}{c^2} \int_0^{t_*} \psi(\hat{\mathbf{n}}, t) dt \quad (2.45)$$

En ambos casos, la temperatura del Fondo Cósmico de Microondas es $T_{CMB} = (2.7255 \pm 0.0006) K$ [26]. Como resultado de ambos efectos, pero principalmente del ISW, los fotones que atraviesan los cúmulos sufren variaciones en sus longitudes de onda (gravitational redshift) por lo que el espectro que llega a la actualidad es diferente al que representa lo sucedido en la última superficie de dispersión. Este efecto es la principal fuente de fluctuaciones en el CMB para escalas angulares grandes, de más de 10° .

Por otra parte, los cúmulos de galaxias están compuestos en parte por un plasma caliente de electrones y núcleos a temperaturas de varios keV . Esta temperatura es mucho más alta que la que traen los fotones del CMB para fotones en redshifts $z \leq 1$. Así, a partir de la dispersión Compton, el cambio en la distribución de los fotones cuando atraviesan el cúmulo está dada por

$$\begin{aligned} \delta f &= yw^{-2} \frac{\partial}{\partial w} \left(w^4 \frac{\partial f}{\partial w} \right) \\ y &= \sigma_T \int n_e \frac{T_e}{m} dr \end{aligned} \quad (2.46)$$

donde y es un parámetro de la dispersión Compton y la integral es sobre el tamaño del cúmulo. La aproximación es válida si se cumple que la profundidad óptica es mucho menor que uno, $\tau = \sigma_T \int n_e dr \ll 1$. Entonces, insertando un espectro de cuerpo negro, $f \propto \frac{1}{e^{w/T}-1}$ y definiendo $x = w/T \neq w/T_e$, se obtiene:

$$\frac{\delta f}{f} = -y \frac{x e^x}{e^x - 1} \left[4 - x \coth \left(\frac{x}{2} \right) \right] \quad (2.47)$$

que si $x \ll 1$, $\simeq -2y$ y si $x \gg 1$, $\simeq yx^2$. Esto es lo que se conoce como el 'efecto Sunyaev-Zeldovich térmico' (SZ) dependiente de la frecuencia [2].

Dado que existe una relación entre la frecuencia y la temperatura, se puede escribir el efecto SZ en función de la temperatura:

$$\frac{\delta T}{T} = -y \left[4 - x \coth \left(\frac{x}{2} \right) \right] \quad (2.48)$$

que también cumple que si $x \ll 1$, $\simeq -2y$ y si $x \gg 1$, $\simeq yx^2$.

Al atravesar el plasma caliente, los fotones en el régimen de Rayleigh-Jeans, a bajas energías, ven su espectro disminuido a partir del efecto SZ. En cambio, cuando los fotones son de alta energía, en lo que es la cola del potencial, el espectro de los mismos se ve aumentado. Por esto es que los fotones, en promedio, se encuentran con energías más elevadas.

El efecto SZ en los cúmulos puede sumar a las anisotropías del CMB en pequeñas escalas y, dependiendo de la densidad de los mismos, hasta dominar el espectro para $l \sim 2000$. De todos modos, se puede diferenciar de las anisotropías primarias porque sus espectros son diferentes. Sin embargo, el movimiento de los cúmulos induce a otro tipo de efecto SZ, conocido como 'Efecto Sunyaev-Zeldovich Cinético', que se suma al efecto térmico a partir de la fórmula:

$$\frac{\delta T}{T} = v_c \sigma_T \int n_e dr = v_c \tau_e \quad (2.49)$$

donde v_c es la velocidad del cúmulo en la línea de visión y τ_e es la profundidad óptica del mismo. Este efecto suele ser mucho menor que el SZ térmico, pero cuenta con la desventaja que tiene el mismo espectro que las anisotropías primarias del CMB. Así, teniendo en cuenta ambas formas del efecto SZ, se presente el problema de que dicho efecto afecta en demasía a las mediciones realizadas, sobre todo en las zonas internas de los cúmulos de galaxias, siendo difícil removerlo completamente. Es por esto que al realizar análisis de cúmulos, no se debe obviar la existencia del mismo pues un resultado fehaciente depende de ello.

Los fotones provenientes del CMB llegan a la actualidad afectados intrínsecamente por los efectos anisotrópicos primarios de la época de recombinación pero también por los efectos anisotrópicos de segundo orden que actúan en su trayecto hasta aquí, entre ellos los de lente gravitacional generados por las grandes estructuras existentes en el Universo. A partir de este efecto se puede obtener información de cómo se formaron estas estructuras o porqué se han formado de ese modo y no de otro. Pero para ello, se necesita algún objeto que trace el 'mapa' de las mismas e indique en qué lugar los fotones del CMB se vieron afectados gravitacionalmente. Por estos motivos, surge la idea de utilizar cúmulos de galaxias como trazadores de las Grandes Estructuras en el Universo. Indefectiblemente, los cúmulos deben estar ubicados en zonas donde la densidad de materia sea

mayor que la media en el Universo y por lo tanto serán un reflejo de las Grandes Estructuras. Esto se explorará en las secciones siguientes.

2.3 Cúmulos y Grandes Estructuras

En el modelo jerárquico de formación de estructuras, los objetos creados responden a colapsos gravitacionales inducidos por las variaciones de densidad en el escenario inicial del Universo temprano, es decir, a las anisotropías primarias del CMB [4, 36]. El progresivo colapso produce la condensación del gas, induciendo la formación estelar y la posterior formación de galaxias dentro de los halos de materia oscura. Una vez formadas, las galaxias responden a flujos globales desde regiones subdensas a regiones sobredensas [5]. Estas regiones concentran la mayor cantidad de materia presente en el Universo y están localizadas en las intersecciones entre paredes y filamentos de las grandes estructuras, hospedando una gran variedad de sistemas de galaxias, grupos y cúmulos.

Los cúmulos de galaxias, como su nombre indica, son aglomeraciones de galaxias que se forman a partir de sobredensidades de materia del campo de densidad inicial en el momento de la Recombinación a partir de:

$$\delta(\mathbf{x}) = \frac{\rho(\mathbf{x}) - \bar{\rho}_m}{\bar{\rho}_m} \quad (2.50)$$

donde $\bar{\rho}_m$ es la densidad de masa media del Universo. Las propiedades del campo $\delta(\mathbf{x})$ depende de lo sucedido en el proceso de inflación y en los momentos posteriores hasta la época de Recombinación. Los cúmulos se extienden en distancias radiales $r \geq 1 \text{ Mpc}$ con la característica de que la mayor parte de su información proviene de longitudes de onda en Rayos X, producida por una gran cantidad de gas a altas temperatura, como se puede observar en la Figura 2.10.

Los cúmulos de galaxias ricos, con masas de $\sim 10^{15} M_\odot$, son las estructuras virializadas más grandes conocidas en el Universo. Por otra parte, los vacíos cósmicos (voids) ocupan aproximadamente un 60% del volumen [38], determinando así en gran medida la geometría de la distribución de materia en gran escala.

En este escenario, los grupos y cúmulos de galaxias más masivos se encuentran localizados en las estructuras globales más densas del Universo [6, 39, 40], con influencias en las propiedades intrínsecas a través de la Estructura en Gran Escala (LSS) [41, 42]. Por estos motivos cualquier estudio que busque caracterizar los efectos de cúmulos de galaxias en los fotones del CMB debe tener en cuenta también la relación de dichos sistemas con su entorno en la LSS.

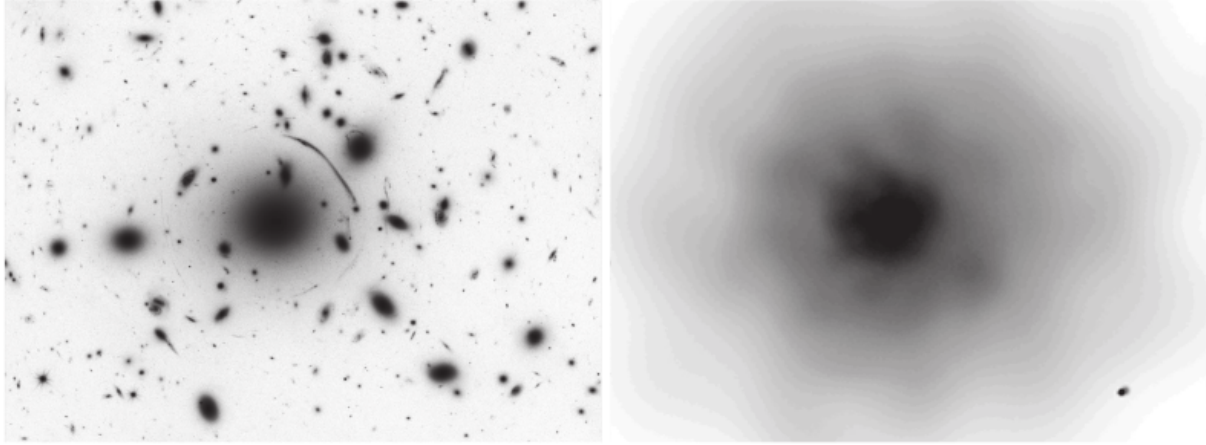


Figura 2.10: Imagen del Cúmulo de Galaxias Abell 383 en la ventana óptica (izquierda) y en Rayos X (derecha). En el óptico, los fotones son originados por las galaxias del cúmulo. Además pueden notarse algunos arcos, efecto de las lentes gravitacionales actuantes. En Rayos X, se muestra el gas intracúmulo. Extraída de [37].

2.3.1 Cúmulos de Galaxias y su relación con los Parámetros Cosmológicos

Como se dijo previamente, los cúmulos de galaxias representan sobredensidades en el campo de materia del Universo. Para fluctuaciones gaussianas, la probabilidad de medir una sobredensidad (o una subdensidad) $\delta\rho = \bar{\rho}_m D$ en una escala λ está dada por:

$$P(D, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(\lambda, z)} e^{-\frac{D^2}{2\sigma^2(\lambda, z)}} \quad (2.51)$$

Aquí $\sigma^2(\lambda, z)$ representa la varianza de la densidad de fluctuaciones en la escala λ a redshift z . Asumiendo que para la formación de un objeto a través del colapso se requiere una sobredensidad relativa D_c , la probabilidad de que una sobredensidad en escala λ colapse en un cúmulo será:

$$P(D > D_c | \lambda, z) = 1 - \text{erf} \left(\frac{D_c}{\sqrt{2}\sigma(\lambda, z)} \right) \quad (2.52)$$

donde $\text{erf}(x)$ denota la función error. En estos conceptos está basado el formalismo Press-Schechter [4] de formación de estructuras.

El modelo de colapso esférico, por ejemplo, requiere un valor $D_c \approx 1.69$. Asumiendo que toda la masa M se encuentra dentro de una esfera de radio λ , la teoría permite determinar la cantidad de cúmulos con masa mayor a M para distintos valores de redshift. Esta cantidad se encuentra relacionada al parámetro Ω_m que, entre otras cosas, determina el redshift al cuál se frena el crecimiento de fluctuaciones de densidad lineales. De esta forma se obtuvo una de las primeras observaciones que indicaban $\Omega_m \sim 0.3$ [43].

Los cúmulos normalmente se forman a una velocidad de dispersión fija. Como sucede con cualquier

elemento en la física clásica, para que una estructura se encuentre en equilibrio estable, la energía cinética debe ser menor que la energía potencial, en este caso gravitacional. Es por ello que la densidad de cúmulos afecta fuertemente al espectro de potencia de velocidad, que está dado por $P_V \propto \Omega_m^{1.2} \sigma_8^2$, donde σ_8 es una medida de la fluctuación de materia presente en una escala de $8h^{-1} Mpc$.

Si se comparan las observaciones de lentes gravitacionales en cúmulos, que son sensibles a la masa total en las emisiones de Rayos X y que a su vez dependen de la densidad de bariones en los cúmulos, es posible determinar la tasa $\frac{\Omega_b}{\Omega_m} \sim 0.1$. Este resultado permite concluir que la densidad de bariones con respecto a la materia en los cúmulos es similar a la media existente en el Universo. Esto no es cierto en las partes centrales de las galaxias, por ejemplo, sin embargo los cúmulos tienen tan poca densidad que los procesos hidrodinámicos, que afectan a los bariones pero no a la materia oscura, alteran débilmente los valores de $\frac{\Omega_b}{\Omega_m}$.

Dadas todas estas relaciones con los parámetros cosmológicos, queda en evidencia que los cúmulos de galaxias son grandes trazadores de la masa existente en el Universo y no sólo teóricamente, sino a partir de los resultados obtenidos mediante mediciones, indicando la validez del modelo Λ CDM. Además de esto, también es posible caracterizar propiedades intrínsecas de los cúmulos, como lo son la forma y distribución de los halos de materia oscura en los que están inmersos.

2.3.2 Halos de Materia Oscura. Estructura y Modelado

De acuerdo al escenario de formación jerárquica, los halos de materia oscura en los cuáles las galaxias y los cúmulos de galaxias se encuentran inmersos, evolucionan de acuerdo a la acreción y fusión de halos más pequeños. La evidencia observacional, sumada a las simulaciones numéricas, han demostrado que esta acreción ocurre alrededor de direcciones privilegiadas que están marcadas por las estructuras filamentosarias existentes en el Universo [44, 45]. Además, se espera que los halos no sean esféricos, sino con forma triaxial y elípticos en proyección, como ha sido confirmado a partir de las simulaciones numéricas [46]. La medición de los parámetros de elipticidad ϵ , masa M_{Halo} , entre otros, de los halos de materia oscura constituye un test fundamental para el escenario actual de la cosmología Λ CDM, dado que son afectados por el campo de densidad inicial, así como puede significar una prueba de la naturaleza de las partículas de Materia Oscura.

Por estos motivos, el modelado de los halos de materia oscura a través de perfiles de densidad y su posterior ajuste con los datos observacionales son de suma importancia en un estudio completo de cúmulos que busque caracterizar la forma de los mismos a partir de interacciones con, por citar algún ejemplo, los fotones provenientes del fondo cósmico de radiación de microondas.

Perfiles de Densidad

Se espera que la estructura interna de los halos dependa de dos factores: las propiedades de la distribución de densidad inicial alrededor de los picos del espectro [47] y los procesos subsecuentes al colapso y que conforman el proceso jerárquico [48]. Evidentemente, la primer forma de aproximar un modelo de halo de materia oscura es a partir de simulaciones, aproximando los modelos a lo observado en la realidad y confrontando los resultados de simulaciones con lo medido para comparar cuán cerca están los resultados de lo esperado.

Así, existen varios tipos de perfiles de densidad que se utilizan al momento de modelar, dependiendo de cuán aproximado a la realidad quiera ser el resultado. Este trabajo se centrará en dos: el modelo NFW y el modelo Einasto, aunque principalmente será el modelo NFW el utilizado.

El modelo de densidad NFW se debe a Navarro, Frenk y White [49] y es utilizado generalmente en las simulaciones en las que no intervienen procesos de feedback ni procesos hidrodinámicos (conocidas como simulaciones sin disipación). Está basado en su modelo de formación de cúmulos:

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_s}{x(1+x)^2}, \quad x \equiv \frac{r}{r_s} \quad (2.53)$$

donde r_s es el radio de escala al cual la pendiente logarítmica del perfil es -2 y ρ_s es la densidad característica a $r = r_s$. La pendiente de este perfil varía con el radio de forma

$$\frac{d \ln(\rho)}{d \ln(r)} = -\frac{1+2x}{1+x} \quad (2.54)$$

donde la pendiente asintótica va de -1 para $x \ll 1$ a -3 para $x \gg 1$, con una masa que diverge logarítmicamente:

$$M(< r) = M_\Delta \frac{f(x)}{f(c_\Delta)} \quad (2.55)$$

$$f(x) \equiv \ln(1+x) - \frac{x}{1+x}$$

$$c_\Delta = \frac{R_\Delta}{r_s}$$

donde M_Δ es la masa que engloba una dada sobredensidad Δ y c_Δ es el parámetro de concentración de materia.

Simulaciones posteriores [50, entre otras] mostraron que el perfil de Einasto (1965) y otros modelos similares eran más precisos en la descripción de los halos de materia oscura durante el colapso cosmológico. El perfil de Einasto está caracterizado por la dependencia como ley de potencia en función del radio de la pendiente, logarítmica:

$$\rho_E(r) = \rho_s e^{\frac{2}{\alpha}(1-x^\alpha)}, \quad x \equiv \frac{r}{r_s} \quad (2.56)$$

donde r_s es nuevamente el radio de escala al cuál la pendiente logarítmica es -2 , pero con la diferencia que en este perfil $\rho_s = \rho_E(r_s)$ y la aparición de un nuevo parámetro α que caracteriza la dependencia como ley de potencia de la pendiente logarítmica del radio,

$$\frac{d \ln(\rho_E)}{d \ln(r)} = -2x^\alpha \quad (2.57)$$

A diferencia del perfil NFW, el perfil Einasto no tiene un comportamiento asintótico de la pendiente para radios pequeños. La pendiente, con su velocidad controlada por el parámetro α , se vuelve cada vez más pequeña a medida que el radio se hace cada vez más chico. Dicho parámetro varía con respecto al redshift z y a la masa M del halo. Por último, nuevamente a diferencia del perfil NFW, la masa total para el perfil Einasto es finita debido al decrecimiento exponencial de la densidad para radios grandes.

Orientación de los Cúmulos

Para poder estudiar la densidad de masa proyectada, es necesario conocer la orientación de la distribución total de masa de cada cúmulo, que está trazada en su mayoría por la Materia Oscura. Esta distribución de masa no es conocida y por lo tanto hay que realizar ciertas consideraciones para estimarla. Para ello, se seguirá el estudio de orientaciones presentado en [51, y sus referencias], donde el análisis asume que la distribución superficial de masa de los cúmulos de galaxias puede ser trazada a través de la distribución de las galaxias satélites y por lo tanto se puede computar un ángulo de posición a partir del momento cuadrupolar de cada cúmulo redMaPPer, definido como:

$$Q_{ij} = \frac{\sum_k (x_{i,k} x_{j,k} w_k)}{\sum_k w_k} \quad (2.58)$$

donde la suma corre sobre todas las galaxias satélites del cúmulo; $x_{1,k}$, $x_{2,k}$ son las coordenadas proyectadas de cada galaxia satélite en el plano de la imagen respecto al centro del cúmulo, siguiendo los formalismos de la teoría de lentes gravitacionales (Figura 2.1); y w_k es algún peso asignado a cada satélite. A partir de este momento cuadrupolar, se puede obtener el ángulo de posición del eje mayor con respecto al eje x como:

$$\tan(2\phi) = \frac{2Q_{12}}{Q_{11} - Q_{22}} \quad (2.59)$$

La manera en que se seleccionan las galaxias miembro pueden llegar a trazar de forma distinta la distribución de masa del cúmulo. Es por ello que se consideraron distintos criterios para calcular los cuadrupolos y, por lo tanto, los ángulos de orientación. Se consideraron tres tipos de pesos w_k : un peso uniforme ($w_k = 1$), un peso dependiente de la banda r de luminosidad ($w_k = L_k$) y un

peso de acuerdo a la distancia proyectada desde el centro ($w_k = 1/(x_{1,k}^2 + x_{2,k}^2)$).

Aparte de estos criterios, también se puede tener en cuenta la probabilidad de membresía de las galaxias, es decir la probabilidad de que cada galaxia en la vecindad del cúmulo sea miembro del mismo. Es por ello que se puede realizar una separación entre todas las galaxias miembro y sólo aquellas en las cuáles la probabilidad de membresía es mayor a 0.5.

Así, para cada cúmulo, existen seis tipos de condiciones distintas que devuelven ángulos de orientación distintos según las características lumínicas, de proyección o de membresía de los trazadores de distribución de masa de los cúmulos.

Englobando los conocimientos obtenidos hasta el momento, uno podría utilizar estos perfiles de densidad de halos de materia oscura y relacionarlos con la densidad superficial de las lentes gravitacionales, es decir con el parámetro de convergencia κ , para obtener distintas expresiones que, a través de ajustes, permitiesen calibrar algún parámetro relacionado a los cúmulos estudiados pero a partir de la información proveniente de los fotones del CMB.

Esta idea es la que se desarrollará en las secciones siguientes y que permitirá ajustar los parámetros de masa M_{Halo} del cúmulo y elipticidad ϵ del mismo, con un perfil NFW con términos de uno y dos halos, a través de una aproximación de segundo orden.

Metodología y Muestras

A partir de los temas planteados en el capítulo anterior, la idea de este trabajo es utilizar como herramienta el efecto observable de lente gravitacional sobre alguna fuente para estudiar los cúmulos de galaxias y sus propiedades intrínsecas. Para ello, se utilizará como fuente los fotones provenientes del Fondo Cósmico de Microondas, es decir, el mapa de convergencia κ que está relacionado directamente a las fluctuaciones de densidad de materia en el espectro de potencia del CMB. Las lentes gravitacionales (lentes débiles) serán cúmulos de galaxias provenientes del catálogo redMaPPer, utilizadas como posiciones en el mapa de convergencia κ a partir del conocimiento de que en esa posición angular y a ese redshift z hay un cúmulo de galaxias. Dado que los cúmulos de galaxias tienen halos de materia oscura, y que se pueden modelar, se estudiarán los perfiles de convergencia κ obtenidos a partir del CMB y se compararán con resultados teóricos a partir de modelos para la misma masa M_{Halo} y la misma elipticidad ϵ . Además, como se nombró anteriormente, los halos de materia oscura no son esféricos sino elípticos en proyección, por lo que se realizará una división entre componentes paralelas y perpendiculares teniendo en cuenta alineaciones respecto a algún ángulo de orientación.

Todas las herramientas, catálogos y métodos utilizados para poder llevar a cabo este trabajo serán explicados y detallados en las secciones siguientes.

3.1 Catálogo de Cúmulos de Galaxias

El efecto de lente gravitacional es un efecto debido a grandes concentraciones de masa que generan la curvatura del espacio-tiempo y, por lo tanto, de la luz que atraviesa la zona. Es por esto que las zonas donde hay grandes cantidades de masa (sobredensidades) son grandes candidatos para actuar como lentes gravitacionales, sobre todo si el efecto que se desea medir es el de lente gravitacional débil, donde los efectos sobre las fuentes son pequeños pero que dado el número de lentes interactuantes, pueden ser tratados estadísticamente.

Al estudiar libros de textos o publicaciones acerca de lentes gravitacionales, rápidamente se encuentra la clasificación del estudio según la fuente y según el objeto utilizado como lente. Los más comunes suelen ser estudios *galaxia-galaxia* donde tanto las fuentes como las lentes son galaxias, estudios *galaxias-cúmulos* donde las fuentes son galaxias y las lentes cúmulos y estudios *cúmulos-cúmulos*, siguiendo la misma lógica. Lo novedoso del trabajo aquí presentado es que el estudio

realizado será *masa-cúmulos* ya que la fuente será el mapa de convergencia κ del CMB (Sección 2.2.5) y las lentes serán cúmulos de galaxias.

Existen numerosos trabajos en los cuáles se analiza la relación entre estructuras a gran escala y el CMB, sobre todo a partir de identificación de vacíos y supercúmulos [7, 9, 52], sin embargo es difícil encontrar acuerdo entre el efecto modelado y el observado en los estudios presentados en la literatura donde se utilizan cúmulos de galaxias como trazadores de la LSS.

Por estas motivaciones, en este trabajo se utilizó como catálogo de lentes gravitacionales la muestra pública de cúmulos de galaxias redMaPPer [53, v6.3], seleccionados con un algoritmo de identificación de secuencia roja [54] aplicado a la información fotométrica del catálogo Sloan (Sloan Digital Sky Survey Data Release 8, SDSS DR8) [55].

3.1.1 Catálogo redMaPPer

El catálogo redMaPPer es un catálogo de cúmulos de galaxias que utiliza un algoritmo de identificación a partir de una secuencia roja fotométrica específicamente diseñado para grandes relevamientos fotométricos. Este algoritmo de identificación fue aplicado tanto a la información de Science Verification del catálogo DES (Dark Energy Survey) como a la información proveniente del catálogo Sloan (SDSS DR8). En este trabajo se utilizarán los resultados computados sobre el catálogo Sloan debido a que el catálogo DES está limitado volumétricamente y cuenta únicamente con 786 cúmulos.

El algoritmo identifica cúmulos de galaxias a partir del hecho de que la mayor parte de la población de un cúmulo está compuesta por galaxias viejas y rojas. Así, usa colores de diversas bandas para encontrar sobredensidades de galaxias rojas alrededor de los candidatos a galaxias centrales. Luego, calcula la probabilidad de que cada galaxia en la vecindad del cúmulo sea un miembro de secuencia roja, p_{mem} . Esta estimación tiene en cuenta el color de la galaxia, la luminosidad y la distancia proyectada hacia el centro del cúmulo. El parámetro de riqueza λ de dicho cúmulo es calculado como la suma de las probabilidades sobre todas las galaxias a un cierto radio de escala R_λ :

$$\lambda = \sum p_{mem} \theta_L \theta_R \quad (3.1)$$

donde θ_L y θ_R son pesos estadísticos de Luminosidad y Dependencia Radial, respectivamente. La relación existente entre R_λ y λ está dada por [54]:

$$R_\lambda = 1 \text{ Mpc } h^{-1} \left(\frac{\lambda}{100} \right)^{0.2} \quad (3.2)$$

y busca maximizar la relación señal-ruido de las mediciones de riqueza λ .

La muestra consta de 26111 cúmulos en el rango $0.08 < z < 0.6$ cubriendo un área de 10401 deg^2

con una riqueza en el rango $20 \leq \lambda \leq 300$, como se puede observar en la Figura 3.1.

Histogramas de catálogo redMaPPer

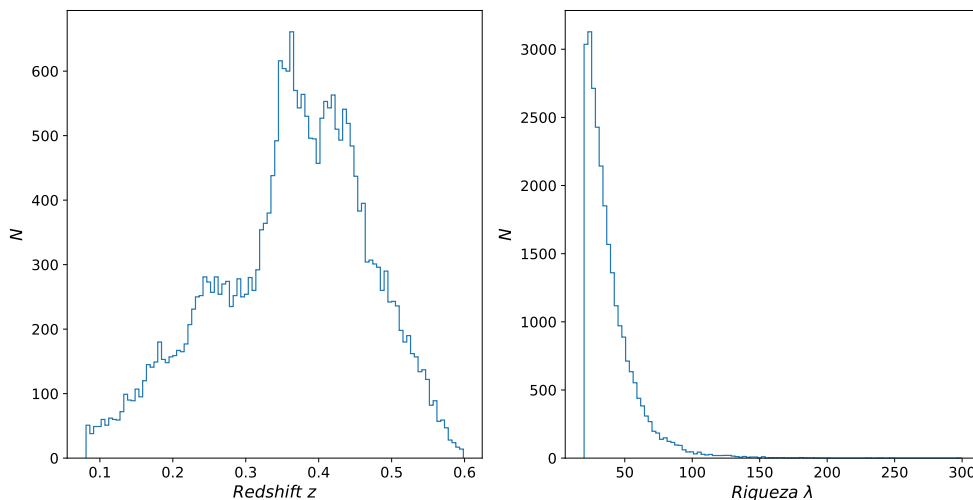


Figura 3.1: Histogramas de Redshift z (izquierda) y Riqueza λ (derecha) de los 26111 cúmulos pertenecientes al catálogo redMaPPer de la muestra SDSS DR8.

3.1.2 Catálogo de Lentes Gravitacionales

A partir del catálogo redMaPPer se seleccionó una muestra de los 26111 cúmulos para conformar el catálogo de lentes utilizado para el trabajo.

La muestra posee un rango de redshift $0.4 \leq z \leq 0.45$ y un rango de riqueza $25 \leq \lambda \leq 100$, quedando un total de 4774 cúmulos. Esta cantidad de cúmulos fue ordenada en función de la riqueza λ (de más ricos a menos ricos) y se seleccionaron los cúmulos fuera de la máscara de Planck 18, dado que en esa zona no hay datos fehacientes de los fotones provenientes del CMB, algo que será explicado en la sección 3.2.2. A partir de esta selección, el catálogo de lentes tiene una cantidad total de 4533 cúmulos. Como aproximadamente los últimos 1500 cúmulos de esta muestra se encuentran en zonas de riquezas entre $25 < \lambda < 30$, se decidió no utilizar estos datos para no contar con una gran cantidad de cúmulos con riquezas bajas y que pudiesen afectar de alguna manera el análisis a realizar. Así, el número final de cúmulos utilizados es 3000. Para esta muestra final (a partir de ahora denominada S_L), la riqueza se encuentra en el rango $31 < \lambda \leq 100$, como se puede observar en la Figura 3.2.

Los valores de $z \sim 0$ están relacionados a galaxias y cúmulos que se encuentran cercanos en distancia a nuestro sistema solar, por lo que considerarlos como lentes gravitacionales no sería representativo de un estudio sólido. Para el caso de redshift $z \sim 0.6$, se descartaron estos valores porque existe un sesgo en la riqueza, como se puede observar en el diagrama $\lambda - z$ de los 26111

cúmulos presentado en la Figura 3.3, donde además se puede observar el mismo diagrama para la muestra S_L .

Además, se puede observar en la Figura 3.4 los histogramas de redshift z y riqueza λ para la muestra S_L .

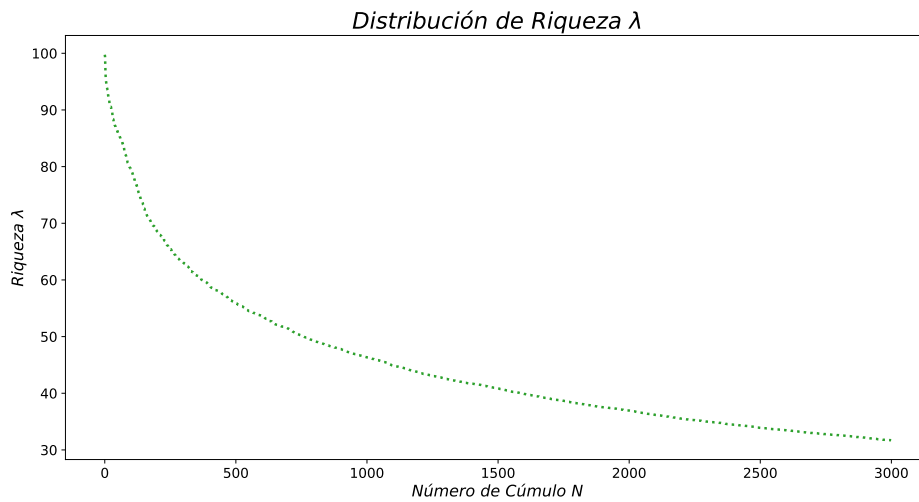


Figura 3.2: Distribución de Riqueza λ de la muestra S_L utilizada como lentes gravitacionales donde se puede observar el orden de mayor a menor riqueza.

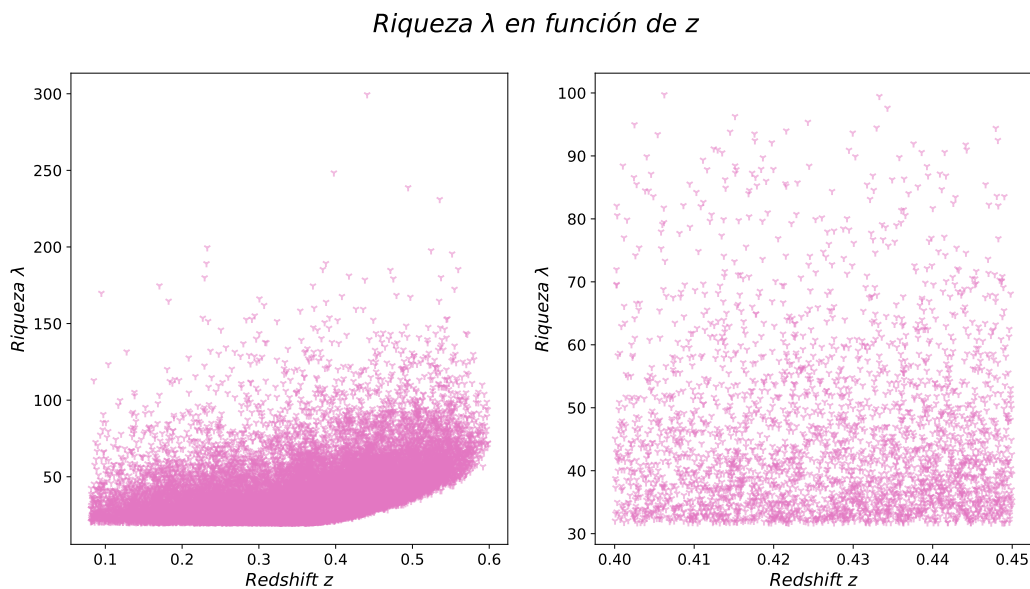


Figura 3.3: Diagramas $\lambda - z$. A la izquierda, el diagrama para todo el catálogo redMaPPer, donde se puede observar el sesgo de riqueza para $z \geq 0.45$. A la derecha, el diagrama para el catálogo de la muestra S_L de lentes, donde se puede observar que el sesgo no afecta.

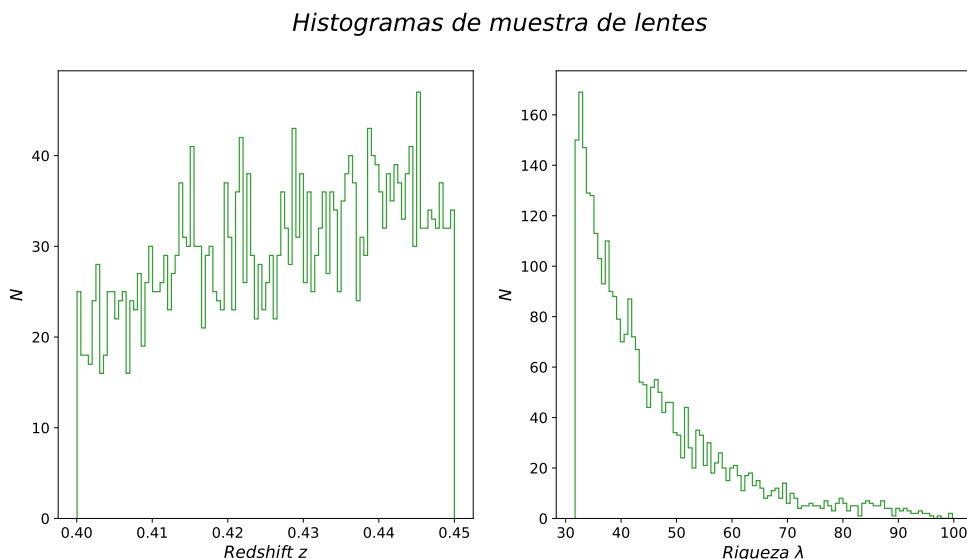


Figura 3.4: Histogramas de Redshift z (izquierda) y Riqueza λ (derecha) de la muestra S_L de lentes gravitacionales.

Coordenadas y Orientación

Para el estudio astrofísico, existen dos tipos de coordenadas que se suelen utilizar: coordenadas galácticas y coordenadas ecuatoriales. La diferencia entre ambas está basada en el punto que se considera como centro.

Las coordenadas ecuatoriales son un sistema que permite ubicar un objeto en la esfera celeste respecto al ecuador celeste (proyección del ecuador terrestre sobre la esfera celeste) y al equinoccio vernal (punto en la trayectoria del Sol sobre la esfera celeste en el cuál el mismo pasa del Hemisferio Sur celeste al Hemisferio Norte celeste), a partir de las coordenadas declinación y ascensión recta, que son equivalentes a la latitud y longitud geográficas respectivamente. La ascensión recta (AR, α) es el ángulo, medido desde el ecuador celeste, entre el equinoccio vernal y el meridiano que atraviesa al objeto observado. La declinación (Dec, δ) es el ángulo que forman el objeto y el ecuador celeste.

Las coordenadas galácticas son un sistema de coordenadas celestes centradas en el Sol y alineadas con el centro aparente de la Vía Láctea. El ecuador se encuentra alineado con el plano de la galaxia y el sistema de referencia gira con el Sol alrededor de la misma. Las coordenadas son la longitud y la latitud galáctica. La longitud galáctica (l) se mide sobre el plano de la galaxia, en sentido antihorario a partir de la línea que une el Sol con el centro de la galaxia ($0^\circ \leq l \leq 360^\circ$). La latitud galáctica (b) es el ángulo que forma el objeto con el plano de la galaxia ($-90^\circ \leq b \leq 90^\circ$). Analíticamente se puede realizar el cambio de una coordenada a otra, sin embargo también ex-

isten módulos en el lenguaje de programación Python (Python Software Foundation, <https://www.python.org/>), utilizado a lo largo de este trabajo, que realizan esa conversión, como por ejemplo la librería *Astropy*.

El catálogo redMaPPer presenta las coordenadas angulares en el sistema ecuatorial. Sumadas a la coordenada de redshift, se puede construir un vector de 3 componentes (α, δ, z) que permite caracterizar precisamente la posición del objeto en cuestión.

Como se explicó en el capítulo anterior, los cúmulos masivos viven en las intersecciones de los filamentos representativos de las grandes estructuras. Es por ello que si se quisiera estudiar este tipo de distribución y cómo afecta la LSS a los cúmulos, o cómo se orientan con respecto a otros cúmulos por ejemplo, se debería contar con ángulos de posición que reflejen este comportamiento. Así, además de las coordenadas angulares, el redshift z y la riqueza λ , se utilizaron los ángulos de posición calculados en [51], que permiten caracterizar la orientación de cada cúmulo.

De los 7 ángulos, 6 de ellos son calculados de igual manera que en la sección 2.3.2 y son: $\phi_1, \phi_L, \phi_d, \phi_1^*, \phi_L^*, \phi_d^*$ donde el subíndice indica el peso considerado y el superíndice indica si se tuvo en cuenta toda la muestra (sin superíndice) o sólo aquellas galaxias miembro con $p_{mem} > 0.5$ (*). A estos 6 ángulos, se les agrega un ángulo más que no se encuentra presente en [51] pero que fue calculado por los mismos autores, ϕ_{BCG} . Este ángulo tiene en cuenta la posición de la BCG, es decir la posición de la Galaxia satélite más brillante del Cúmulo (Brightest Cluster Galaxy). Las BCG son generalmente galaxias elípticas que se encuentran cercanas al centro geométrico y cinético del cúmulo al que pertenecen, por lo que es una buena forma de trazar y estimar cuán alineado, o no, se encuentra el cúmulo con respecto a la galaxia que se encuentra más cercana a su centro. Los ángulos están correlacionados y medidos respecto del eje de ascensión recta.

En este trabajo, se utilizó como ángulo de posición ϕ_1 para las posibles orientaciones de los cúmulos. Es decir, no se tuvo en cuenta ningún peso estadístico ($w_k = 1$) y se tuvo en cuenta toda la muestra de cúmulos para el análisis, sin hacer ninguna selección en la probabilidad de pertenencia de las galaxias miembro. Este ángulo de por sí no tiene ninguna tendencia a representar ciertos tipos de orientaciones o considerar ciertas galaxias miembro por encima de otras, por lo que es la forma más neutral de observar las orientaciones sin sesgos autoinducidos, siempre teniendo en cuenta que el método de calcular estos ángulos es a partir de las galaxias satélites y el hecho de suponer que estas son trazadoras de la distribución de masa de los halos y por lo tanto de la influencia de la LSS en dicha distribución.

3.2 Mapa de Convergencia del Fondo Cósmico de Microondas

Como ya se relató en secciones anteriores, el mapa de convergencia κ del Fondo Cósmico de Microondas tiene una representación en espectro de potencias de densidad de masa a partir de coeficientes k_{LM} como los de la ecuación 2.42. A partir de estos coeficientes y con rutinas específicas, se puede reconstruir el mapa de convergencia del CMB, con toda la información de la distorsión generada por las lentes gravitacionales en los fotones provenientes del Fondo Cósmico.

Computacionalmente, para desarrollar estas tareas se pueden utilizar las librerías `Healpy`, `Astropy` y eventualmente `Scipy`.

3.2.1 Librería `Healpy` y esquema HEALPix

La librería `Healpy` es una librería de Python gestionada para manejar información en una superficie esférica¹. Su esquema está basado en el algoritmo HEALPix (**H**ierarchical **E**qual **A**rea iso**L**atitude **P**ixelization) [56]. Dicho algoritmo tiene como característica que la pixelización que se genera produce una subdivisión en la superficie esférica donde cada píxel cubre la misma área que los restantes píxeles.

El motivo original para la creación de este algoritmo se debe a la misión WMAP para el análisis del CMB. La información proveniente de este relevamiento era tanta y en multifrecuencias que permitió la producción de un mapa de todo el cielo en microondas con una resolución de algunos minutos de arco. El esquema HEALPix logró solucionar matemáticamente la discretización de funciones en una esfera y además la rápida y fácil resolución de análisis estadísticos precisos de gran cantidad de datos de todo el cielo.

Las 3 características principales de HEALPix² son:

- La esfera está jerárquicamente teselada en cuadriláteros curvilíneos. La partición de resolución más baja es de 12 píxeles. La resolución de la teselación aumenta dividiendo cada píxel en 4 nuevos, como se puede observar en la Figura 3.5;
- En una misma resolución, el área de todos los píxeles es la misma;
- Los píxeles están distribuidos en líneas de latitud constante. Esta propiedad es esencial para cualquier análisis que se quiera realizar con armónicos esféricos involucrados. Debido a

¹Para más información acerca de la librería y sus rutinas, <https://healpy.readthedocs.io/en/latest/index.html>

²Para más información acerca del algoritmo HEALPix, <https://healpix.sourceforge.io/index.php>

la distribución de isolatitudes de los píxeles, la velocidad de cómputo de integrales sobre armónicos esféricos escala como $\sim \sqrt{N}$ donde N es el número total de píxeles, a diferencia del ritmo $\sim N$ de aquellas distribuciones que no presentan isolatitudes.

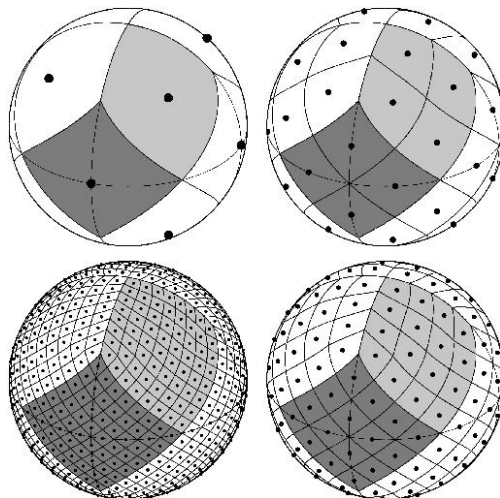


Figura 3.5: Resolución de las superficies esféricas para el esquema HEALPix. Desde arriba a la izquierda y yendo en sentido horario las resoluciones son de: $N_{side} = 1, 2, 4, 8$ equivalentes a $N_{pix} = 12 \times N_{side}^2 = 12, 48, 192$ y 768 píxeles. Imagen extraída de [56].

A partir del esquema HEALPix, la librería `Healpy` provee diferentes herramientas para el análisis armónico del espectro así como cambios de coordenadas y funciones de visualización, las cuáles serán de utilidad en este trabajo. Se hará uso principalmente de la transformación entre coordenadas (galácticas a ecuatoriales), la posibilidad de encontrar píxeles en discos de radio definido (en el cómputo de los perfiles), poder aplicar rotaciones a vectores o a mapas enteros, a la lectura y escritura de archivos en formato FITS, a las visualizaciones de superficies esféricas en algún tipo de proyección y a la capacidad de transformar elementos del espacio de armónicos esféricos a mapas del CMB.

3.2.2 Coeficientes k_{LM}

En este trabajo se utilizarán los datos compartidos públicamente por la Colaboración Planck en el año 2018 sobre lentes gravitacionales [8]. Los datos se encuentran en la página <https://pla.esac.esa.int/#home>. Hay 4 tipos de paquetes de datos disponibles:

- `COM_Lensing_4096_R3.00`;
- `COM_Lensing_Sz_4096_R3.00`;

- COM_Lensing_Inhf_2048_R3.00;
- COM_Lensing-Szdeproj_4096_R3.00.

donde el primer paquete posee los coeficientes k_{LM} de lentes gravitacionales y los otros tres son variaciones considerando efectos varios³.

En este trabajo, se hará uso del primer paquete mencionado, que contiene los armónicos esféricos del espectro de potencial de lentes a partir de los mapas del CMB *SMICA DX12*⁴.

Dicho paquete cuenta con los coeficientes $\hat{k}_{LM} = \frac{1}{2}L(L+1)\hat{\phi}_{LM}$ a partir de tres estimaciones diferentes: utilizando únicamente el mapa de Temperatura, utilizando únicamente el mapa de Polarización y un tercero con la varianza mínima entre los mapas de Temperatura y Polarización. Además cuenta con valores de campo medio $\langle \hat{k}_{LM} \rangle_{MC}$ utilizando las mismas condiciones que los coeficientes anteriores. Toda la información se encuentra en formato a_{lm} de HEALPix, con extensión FITS y salvo los coeficientes \hat{k}_{LM} de Polarización con $L_{MAX} = 2048$, el resto tiene $L_{MAX} = 4096$.

Además de los coeficientes \hat{k}_{LM} , el paquete cuenta con una máscara de confianza. Esta máscara tiene como función eliminar ciertas zonas del plano galáctico que son muy brillantes, debido al hecho de que nuestro sistema solar se encuentra en un brazo de la Vía Láctea y observamos hacia el centro de la misma. Con esta máscara se busca obtener una versión lo más limpia posible de los píxeles utilizados, sumado al hecho de que sin realizar este enmascarado en las zonas de más brillo la radiación de fondo sería casi imperceptible debido a los órdenes de diferencia. Dicha máscara tiene una resolución de $N_{Side} = 2048$, lo que es equivalente a una resolución angular de $1'.72$. La máscara tiene la disposición de un mapa en sí, con la salvedad que el mapa es bivaluado. Las zonas observables toman valores = 1 y las zonas que se buscan eliminar = 0. Así, la máscara se puede leer por sí sola como un mapa en formato HEALPix o bien se puede posar sobre otro mapa, como el del CMB. Al ser un mapa, se le pueden aplicar todas las herramientas disponibles en la librería Healpy.

En este trabajo, se hizo uso de los armónicos esféricos \hat{k}_{LM} provistos por los mapas de Temperatura únicamente, que no varían significativamente de los obtenidos a partir del método de varianza mínima (algo demostrado en [8]), así como de la máscara de confianza. Para convertir los armónicos en un mapa de convergencia κ , se hizo uso de una de las funciones de Healpy que permite

³Para más detalles de los paquetes, <https://wiki.cosmos.esa.int/planck-legacy-archive/index.php/Lensing>

⁴Para descargar el paquete de datos directamente, http://pla.esac.esa.int/pla/aio/product-action?COSMOLOGY.FILE_ID=COM_Lensing_4096_R3.00.tgz

convertir armónicos esféricos a un mapa de característica HEALPix. Al momento de la lectura de los armónicos esféricos, se utilizaron la totalidad de los mismos ($L_{Max} = 4096$) y se aplicó un filtro FWHM⁵ (Full Width at Half Maximum o Anchura a media Altura en español) de 1° . Este filtro fue aplicado para eliminar diversos efectos astrofísicos, como lo son los dos tipos de Sunyaev-Zeldóvich, que por debajo de estos valores de escala angular afectan al medio intracúmulo, i.e el gas existente en las zonas centrales del cúmulo, y generan que la relación señal-ruido sea muy pequeña y cercana a los valores de incerteza propios del mapa.

Tanto los armónicos esféricos como la máscara de confianza, se encuentran en coordenadas galácticas. Como el catálogo de lentes se encuentra en coordenadas ecuatoriales, se optó por transformar los datos del CMB a dichas coordenadas dado que a nivel computacional era mucho más conveniente transformar las coordenadas del mapa CMB a partir de funciones de Healpy, sumado al hecho de que presentaba ventajas a la hora de realizar el código numérico. La transformación de coordenadas del mapa CMB y de la máscara se puede observar en la Figura 3.6. En este trabajo, todos los mapas utilizados fueron llevados a una resolución de $N_{Side} = 2048$, $N_{pix} \approx 50 \times 10^6$.

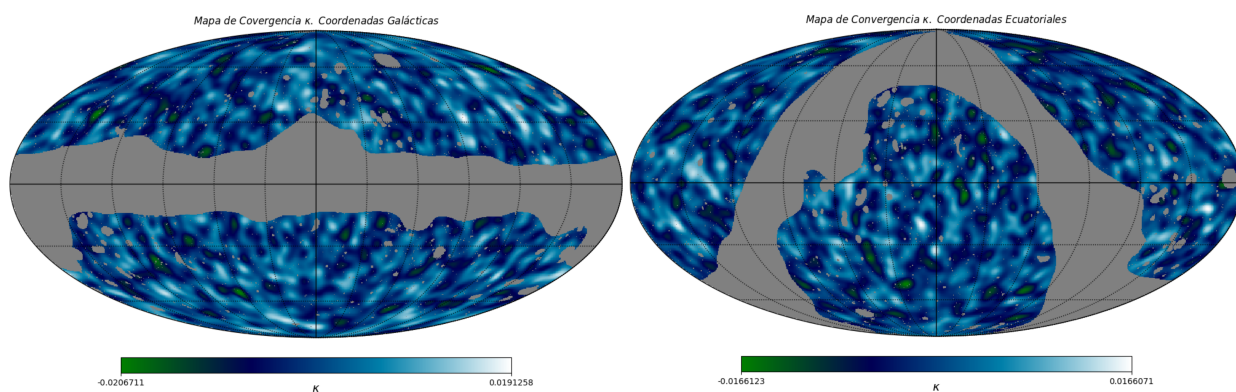


Figura 3.6: Mapas de Convergencia κ en Coordenadas Galácticas (izquierda) y Coordenadas Ecuatoriales (derecha) con la respectiva máscara de confianza. Ambos mapas cuentan con un suavizado de 5° para mejorar la visualización.

Catálogo de Lentes en el área del relevamiento Planck

Dado que el catálogo redMaPPer y el mapa CMB son independientes entre sí, existen cúmulos del catálogo de lentes que se encuentran dentro de la máscara del mapa CMB. Al trabajar con lentes gravitacionales débiles, un factor importante a la hora de estudiar los efectos es la cantidad de lentes consideradas para realizar estadística. Si en el análisis se hubiesen tenido en cuenta estos

⁵Para más información, https://es.wikipedia.org/wiki/Anchura_a_media_altura

cúmulos, entonces se tendrían resultados sin correlación con lo observado en el Universo, dado que esos puntos no cuentan con información del CMB (allí la máscara tiene un valor de 0). Es por ello que, cómo se planteó en secciones anteriores, se eliminaron dichos puntos porque de no ser así no serían representativos del estudio, generando un sesgo estadístico. Se puede observar en la Figura 3.7 la diferencia entre ambos casos, notando la eficacia del método de eliminación de puntos con el catálogo de lentes S_L donde ningún cúmulo cae en la máscara. Sí existen zonas donde pareciese que hay cúmulos que se encuentran en el borde de la máscara pero, a pesar de no ser un problema, esto se debe principalmente a que el tamaño de los cúmulos en la Figura está sobreestimado para poder visualizarlos de mejor manera.

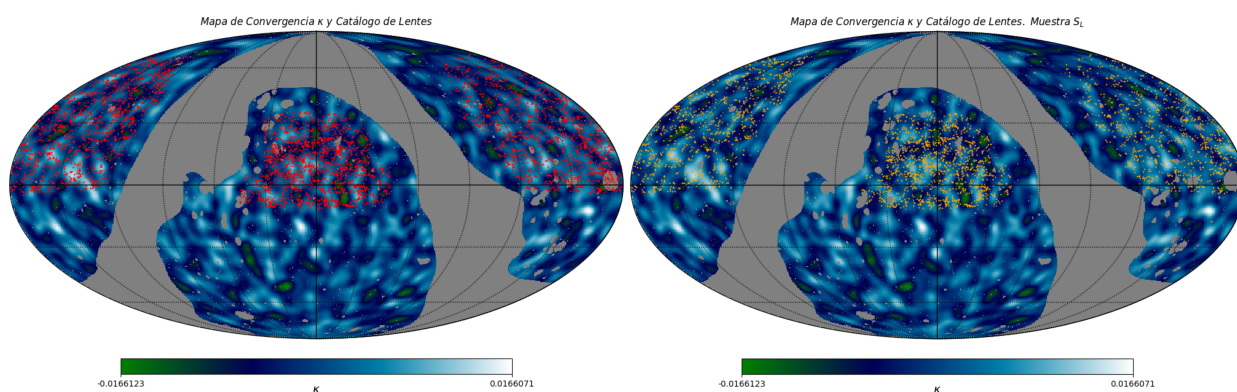


Figura 3.7: Mapa de Convergencia κ superpuesto con el catálogo redMaPPer (izquierda) y el catálogo S_L de lentes (derecha). Los cúmulos se encuentran puntualizados de color rojo y naranja, respectivamente. Se puede observar que en el catálogo redMaPPer hay cúmulos en las zonas de la máscara mientras que en el catálogo S_L eso no sucede. Ambos mapas cuentan con un suavizado de 5° para mejorar la visualización.

3.3 Mapa de Convergencia en el CMB y Cúmulos como Trazadores

Contando con una muestra de trazadores de masa en el Universo, como lo es la muestra S_L de cúmulos redMaPPer, y a partir de algún mapa de convergencia κ del CMB, que en este caso es el generado a partir de los coeficientes \hat{k}_{LM} de *Planck 18* junto con su máscara de confianza, se pueden calcular perfiles de densidad de masa proyectada en función de alguna distancia característica, para lo cual existen diversas técnicas, como lo pueden ser las de apilamiento mencionadas en secciones anteriores o el cómputo de perfiles radiales medios.

En este trabajo, se utilizará la técnica de apilamiento de perfiles radiales medios [20, 57, y sus referencias] a partir del catálogo S_L de lentes gravitacionales débiles y utilizando el mapa de convergencia κ del CMB como reflejo de las fluctuaciones de densidad de masa del Universo. Además,

se utilizarán los ángulos de orientación de los cúmulos para realizar perfiles orientados (paralela y perpendicularmente con respecto a la distribución de masa del cúmulo, su forma y la distribución de galaxias satélites) para así estudiar parámetros intrínsecos, como la masa M_{Halo} y la elipticidad ϵ de los halos de materia oscura de los cúmulos.

3.3.1 Cómputo de Perfiles Radiales Medios de Convergencia

A partir del efecto de lente gravitacional generado por los cúmulos en la radiación de fotones del Fondo Cósmico se puede estudiar como los mismos actúan generando fluctuaciones en el mapa de convergencia κ del CMB que, como se mostró en secciones anteriores, está relacionado al potencial de lentes a partir de los coeficientes \hat{k}_{LM} . Para este análisis, una de las herramientas disponibles es el cómputo de perfiles radiales centrados en las posiciones donde se encuentran los cúmulos de galaxias. Para ello, la utilización de las funciones de la librería `Healpy` es fundamental.

Esta técnica es muy útil porque permite obtener perfiles en función de cierta distancia (angular o longitudinal proyectada), pero cuenta con la desventaja de que, en el caso de utilizar lentes gravitacionales débiles, el cómputo de un único perfil no es suficiente dado que los efectos son muy pequeños, ya sea por la baja distorsión de la forma de los cúmulos, el ruido instrumental propio del telescopio utilizado o, en el caso específico de este trabajo, el orden de magnitud de la fuente utilizada (el CMB con fluctuaciones de órdenes $\sim 10^{-5}$). Es por esto que al cómputo de perfiles radiales medios se le suma la técnica de apilamiento. A partir de esta técnica, la relación señal-ruido se incrementa y por lo tanto se pueden obtener propiedades del sistema de lentes combinado [20, 57]. Esta técnica considera sistemas de características comunes, como lo son el mismo rango de redshift z y riqueza λ , a fin de incrementar de forma artificial el número de galaxias de fondo y por lo tanto los efectos generados por las mismas. En este trabajo las galaxias de fondo son reemplazadas por el mapa de convergencia κ del CMB, por lo que las fuentes se encuentran todas a la misma distancia $z \sim 1100$. Es por ello que la técnica de apilamiento es de sumo valor e importancia. A partir del apilamiento de perfiles radiales medios, con un número total de 3000 dado que es el número de cúmulos en la muestra S_L , se podrán obtener resultados sólidos y factibles de análisis.

Perfiles Radiales Medios con `Healpy`

Como consideración principal, hay que tener en cuenta que el catálogo S_L proporciona únicamente la posición de los cúmulos utilizados como lentes gravitacionales. El mapa que contiene la infor-

mación a analizar es el mapa de convergencia κ del CMB, que ya tiene en consideración los efectos de segundo orden generados por los cúmulos como lentes débiles en lo que es su espectro y, por conversión de los coeficientes, en su mapa. Así, todo el análisis, cómputo y cálculo de este trabajo será realizado sobre el CMB, pero con las coordenadas de los cúmulos de la muestra S_L .

La idea de los perfiles radiales medios está basada en el hecho de considerar un centro definido por cada uno de los cúmulos de la muestra S_L , y a partir de ese centro analizar anillos concéntricos de un radio variable hasta cierta distancia máxima para obtener así un valor de convergencia promedio $\bar{\kappa}$ para cada radio. Para ello, se utilizó la función `healpy.query_disc` de la librería homónima que permite identificar los *ids* de los píxeles pertenecientes al anillo del radio dado, como se puede observar en el primer gráfico de la Figura 3.8.

Así, para cada anillo, se cuenta con los *ids* del mapa de convergencia κ que lo conforma y además

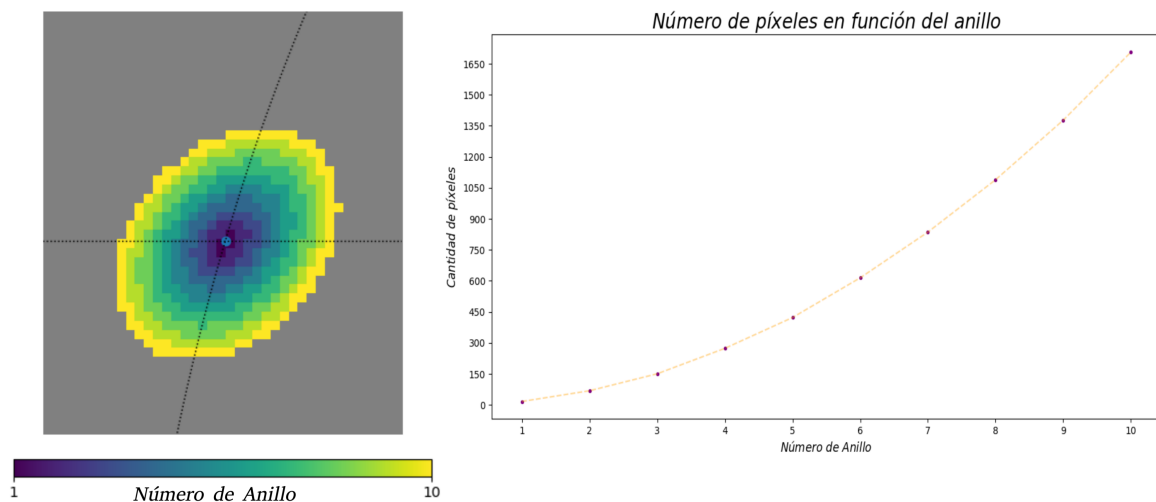


Figura 3.8: Anillos generados a partir de un centro aleatorio. A la izquierda, los anillos, donde los colores varían según el anillo considerado. La función `healpy.query_disc` devuelve los *ids* de cada píxel de cada anillo. A la derecha, el número de píxeles según el anillo considerado.

con el valor de κ respectivamente para ese *id*. De esta forma, cada anillo es un arreglo de valores de convergencia a cierta distancia del centro del cúmulo, representando cómo evoluciona la convergencia a medida que la distancia se agranda y se encuentra más lejos del centro del cúmulo. Como se puede observar en el segundo gráfico de la Figura 3.8, para distancias cercanas al centro del cúmulo, los anillos cuentan con pocos píxeles y por lo tanto pocos valores del parámetro κ . Sin embargo, a medida que el número de anillos concéntricos aumenta, la cantidad de píxeles en cada uno crece de manera cuadrática, $A_{Anillo} = \pi (R_2^2 - R_1^2)$, y por lo tanto para anillos alejados del centro del cúmulo la cantidad de *ids* así como de valores de κ será considerablemente mayor. Es por esto que los perfiles obtenidos tomarán mayor significancia a radios mayores y no serán repre-

representativos para anillos cercanos al centro del cúmulo, como se explicará en secciones posteriores. Como cada anillo contiene n píxeles, entonces existen n valores de κ , uno por cada píxel. Como los perfiles realizados son en función del radio, entonces por cada anillo se debería tener un único valor de κ . Es por ello que para cada anillo se promediarán los valores de intensidad de los píxeles para obtener un único valor medio de convergencia. Así, para cada cúmulo de la muestra S_L se tendrá un perfil radial de convergencia κ en función del radio o de alguna distancia característica, como Mpc o $Mpc h^{-1}$.

Técnica de Apilamiento

El perfil radial medio de una única lente gravitacional débil no cuenta con la relación señal-ruido necesaria para obtener resultados fiables y que se encuentren fuera del nivel de incerteza propio del Mapa CMB, algo que se explicará en la próxima sección. Es por ello que si se quiere realizar un estudio de lentes débiles, a los perfiles medios se le debe agregar alguna otra técnica que permita aumentar el número de datos para así incrementar la relación señal-ruido y poder realizar análisis estadísticos. En este trabajo, la técnica aplicada es la técnica de apilamiento (stacking). Este tipo de técnica es muy utilizada al trabajar con lentes gravitacionales débiles [51, 58, 59] en catálogos de imágenes ya que se basa en considerar sistemas con características comunes, como puede ser el número de galaxias miembro, y asumir que las distorsiones observadas en las galaxias de fondo localizadas a las mismas distancias físicas con respecto a los sistemas serán similares. A partir de esto, se incrementa de forma artificial el número de galaxias de fondo, a fin de obtener información acerca de características intrínsecas del halo de materia oscura en el cual se encuentran embebidas las galaxias del sistema así como del cúmulo en sí. Esta técnica es especialmente útil para la determinación de masas de sistemas de galaxias y ha sido principalmente aplicada para la calibración de las relaciones entre la masa de los halos de materia oscura M_{Halo} y las propiedades observables de los cúmulos [60, 61].

En este trabajo, se aplicó a los 3000 cúmulos presentes en la muestra S_L . Para cada posición del centro de cada cúmulo, se realizó una rotación del mapa de convergencia κ a partir de la función `scipy.spatial.transform.Rotation.from_euler` que computa rotaciones de Euler. La rotación realizada no fue equivalente a todo el mapa de convergencia, sino que se rotó el disco correspondiente a la máxima distancia fijada. A partir de esto, se creó una grilla en forma de disco centrada en la posición $(0, 0)$, donde el radio del mismo es el del último anillo creado, de forma

que los valores de convergencia κ así como los *ids* de cada cúmulo se pudieran plasmar en la misma. Así, se obtiene una grilla tridimensional, donde la base es un disco con una superficie πR_N^2 , donde R_N es el radio del anillo más grande creado y donde la altura corresponde a la acumulación de valores de κ en ese *id* específico, pesada en la cantidad de objetos considerados, como se puede observar en la Figura 4.1. De esta manera, se genera un nuevo mapa con la información perteneciente a los 3000 cúmulos de la muestra S_L , con zonas donde los valores de $\kappa \sim 0$ dado que no hay grandes efectos por parte de las lentes gravitacionales y zonas donde los valores de κ son significativos. La importancia de esta técnica subyace en el hecho de que al apilar gran cantidad de información los efectos relevantes se ven magnificados por acumulación de información y los efectos que pueden aparecer en una pequeña muestra al acumularse con otras que no lo presentan son reducidos y no reflejan importancia en el resultado final.

Esta herramienta tiene como ventaja (en poder de cómputo) el no tener que computar 3000 perfiles medios y luego realizar un último perfil medio promediando esos 3000 sino que al obtener un mapa con valores de convergencia κ para cada *id* que reúne la información de toda la muestra S_L , con realizar un único perfil para este mapa es suficiente, de la misma forma que los realizados en la Sección 3.3.1.

De esta manera, apilando los 3000 cúmulos de la muestra S_L y realizando un perfil radial medio de la forma antes explicada, se obtiene un perfil de densidad de materia caracterizada por el parámetro κ en función de la distancia angular o de la distancia longitudinal proyectada. Esta misma técnica será utilizada para el cómputo de las incertezas de los valores de convergencia κ y del Nivel de Ruido del Mapa CMB, como se explicará en la sección siguiente.

Incetidumbre de los Perfiles y Nivel de Ruido del Mapa CMB

Como cualquier análisis físico experimental, los perfiles obtenidos cuentan en cada punto con cierta incertidumbre aleatoria que debe ser calculada. Sumado a ello, el mapa de convergencia del CMB cuenta con un nivel de ruido intrínseco que debe ser tenido en cuenta al momento de saber si el perfil está por encima del mismo y por lo tanto es significativo o se pierde en el mismo y entonces los resultados no pueden ser considerados. Es por ello que, sumado a los perfiles radiales medios, se tuvieron que calcular los valores de incertidumbre aleatoria y de fidelidad del mapa.

Para los valores de incertidumbre aleatoria se utilizó el método estadístico *Bootstrap*, el cuál fue publicado en 1979 por Bradley Efron y se encuentra inspirado en trabajos anteriores del método

estadístico de *Jackknife*⁶. El método *Bootstrap* es un procedimiento estadístico que re-muestra un único conjunto de datos para así crear varias muestras (simuladas). Este método es muy utilizado en casos donde la cantidad de objetos en la muestra es pequeña o no corresponden a una distribución normal y por lo tanto no se pueden usar las teorías clásicas de estadística para calcular errores estándar, intervalos de confianza, entre otros valores. El método consiste en considerar una única muestra de datos y a partir de la misma generar N nuevas muestras en las cuáles mismos objetos pueden ser considerados varias veces, para así armar N muestras simuladas las cuáles pueden ser tratadas bajo las teorías clásicas de estadística, como se observa en la Figura 3.9. Para cualquier trabajo que se encuentre en el marco de la astrofísica donde la muestra es única (el Universo y sus observables), el método *Bootstrap* resulta ideal porque de otra manera sería imposible realizar estadística con tan sólo una muestra.

En particular en este trabajo, la muestra de lentes S_L es única ya que no se cuenta con más cúmulos

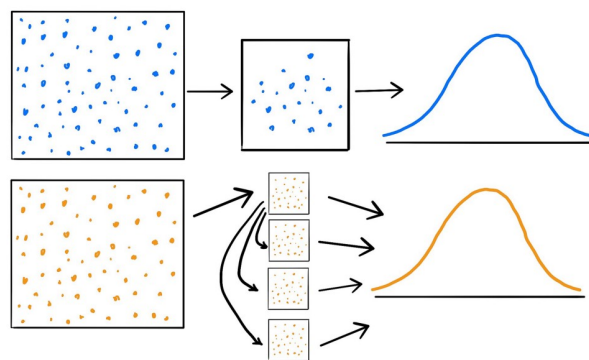


Figura 3.9: Técnica de N re-muestreos a partir de una única muestra, la base del método *Bootstrap* y que permite luego realizar estadística. Imagen extraída de <https://towardsdatascience.com/bootstraping-statistics-what-it-is-and-why-its-used-e2fa29577307>.

en ese rango de redshift z y riqueza λ del mismo catálogo. Es por ello que se recurrió al método *Bootstrap* re-muestreando los cúmulos disponibles a partir del catálogo S_L . Se consideraron N nuevas muestras de 3000 objetos a partir de los cúmulos pertenecientes a S_L pero donde el arreglo era elegido aleatoriamente a partir de la función `numpy.random.choice` de la librería Numpy permitiendo que esté conformado por el mismo cúmulo t -veces y con otros que podían no aparecer, para evitar así cualquier sesgo estadístico en la elección de los mismos. Al realizar los perfiles, de la misma forma que se realizaron los perfiles radiales medios con la técnica de apilamiento, sobre esas nuevas N muestras S_{LN} , lo que se obtiene es una caracterización de cuán diferente es cada N -perfil con respecto al perfil medio de la muestra S_L . Luego, para las N muestras se pueden utilizar las leyes de la estadística clásica y calculando la desviación estándar de estos N valores con

⁶Para más información, [https://es.wikipedia.org/wiki/Jackknife_\(estadística\)](https://es.wikipedia.org/wiki/Jackknife_(estadística))

respecto a la *media bootstrap*, se obtiene el nivel de incertidumbre de κ para cada valor de radio del perfil medio (i.e, cada anillo considerado). Recapitulando, si con el cálculo de perfiles medios más la técnica de apilamiento se obtiene un único perfil medio para la muestra S_L , entonces con el método *Bootstrap* para N muestras se obtiene la desviación estándar para cada valor de κ en cada radio considerado.

El nivel de ruido del mapa de convergencia κ del CMB está relacionado a la fluctuación intrínseca del parámetro de convergencia κ debido a diferentes tipos de efectos que se pueden presentar en el análisis, como pueden ser el error propio del instrumento de medición de la misión *Planck 18* al momento de medir el espectro de potencial de lentes, las fluctuaciones de órdenes menores a 10^{-5} que afectan de alguna forma al mapa de convergencia o errores numéricos al momento de realizar cálculos, como por ejemplo, la precisión numérica al transformar los coeficientes $\hat{\kappa}_{LM}$ en un mapa HEALPix o la transformación de coordenadas galácticas a ecuatoriales; entre tantos otros posibles. Todos estos efectos deben ser considerados en el estudio y una forma de hacerlo es a partir del cálculo de ruido propio del mapa.

La forma de calcular el nivel de ruido, o el rango de fidelidad de los datos, es similar a la utilizada para los perfiles radiales medios, con la debida técnica de apilamiento, pero considerando diferentes centros. En este caso, se consideran puntos aleatorios del mapa de convergencia como centros para los perfiles radiales, por lo que cada perfil será una muestra de cómo varía la convergencia κ en función del radio pero sin necesariamente ser un cúmulo el centro considerado.

Como hemos visto, el mapa de convergencia κ cubre $\sim 70\%$ del cielo mientras que el catálogo de cúmulos redMaPPer cubre una menor porción del cielo. Así, considerar puntos aleatorios que estén fuera de la zona donde se encuentran los redMaPPer no sería representativo del estudio realizado ya que la idea de este cálculo es observar el nivel de incertidumbre del mapa CMB en la zona de trabajo. Es por ello que para este análisis se generó una máscara de coordenadas, que se puede observar en la Figura 3.10, la cual corresponde a las zonas donde se encuentra la muestra de lentes S_L . A partir de todas las coordenadas de esta máscara, que son más que las coordenadas de la muestra S_L pero que las incluye, se realizó una selección aleatoria, nuevamente con la función `numpy.random.choice` pero esta vez sin permitir que se pueda volver a elegir la misma posición más de una vez, ya que aquí se está realizando un perfil medio y no un perfil *Bootstrap*. Así, a partir de las técnicas ya mencionadas, se generan N perfiles de 3000 posiciones aleatorias en la máscara y a partir del cálculo de la desviación estándar respecto a la media aleatoria, se puede obtener el nivel de ruido del mapa de convergencia κ del Fondo Cósmico de Microondas. Este nivel de ruido es de utilidad ya que permite observar hasta qué punto un valor de convergencia κ ,

junto con su incertidumbre, es representativo para el análisis o se correlaciona más con el nivel de ruido intrínseco de la muestra CMB.

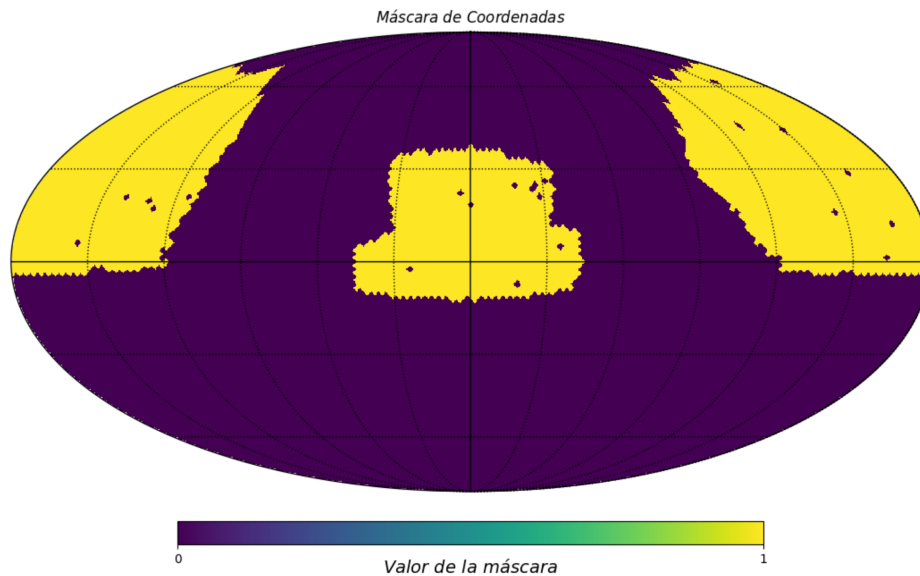


Figura 3.10: Máscara de Coordenadas a partir de la muestra S_L . Las zonas en amarillo se encuentran valuadas = 1 y es donde la máscara tiene relación con los cúmulos estudiados y las zonas violetas se encuentran valuadas = 0 y son zonas donde no hay cúmulos redMaPPer o bien se encuentra la máscara del CMB.

3.3.2 Cómputo de Perfiles Medios Orientados de Convergencia

Como se ha mostrado en la sección 3.1.2, en este trabajo se cuenta con los ángulos de posición provistos por [51] para el catálogo redMaPPer y consecuentemente para la muestra S_L , calculados con el método explicado en 2.3.2. A partir de esta información, se puede realizar el cómputo de perfiles medios teniendo en cuenta cierta orientación de los cúmulos considerados, para así obtener perfiles paralelos o perpendiculares a dicha alineación.

En este trabajo, los ángulos de posición utilizados para cada cúmulo fueron los catalogados como ϕ_1 , es decir, aquellos que no cuentan con ningún peso estadístico ($w_k = 1$) y que corresponden a toda la muestra de cúmulos. Dichos ángulos representan cuán alineadas se encuentran las galaxias miembro con respecto al cúmulo considerado. Para ello, se hace uso del catálogo de cúmulos redMaPPer, del catálogo de galaxias miembro para cada cúmulo redMaPPer (provisto también por [54]), y se calculan a partir de las ecuaciones 2.58 y 2.59. Esquemáticamente, como se puede observar en la Figura 3.11, el valor de este ángulo responde a cuán alineadas se encuentran las coordenadas proyectadas de las galaxias miembro, con centro en el cúmulo, respecto al eje x del plano tangente a la esfera en ese punto. Como se ha mencionado en secciones anteriores, los halos

de los cúmulos responden a formas triaxiales en tres dimensiones y elípticas en proyección, por lo que definiendo una elipse en el plano tangente que contenga a las galaxias satélites, se puede calcular el ángulo de posición ϕ_1 .

Se debe tener en cuenta que al utilizar este ángulo de posición y alinear con respecto al mismo, se

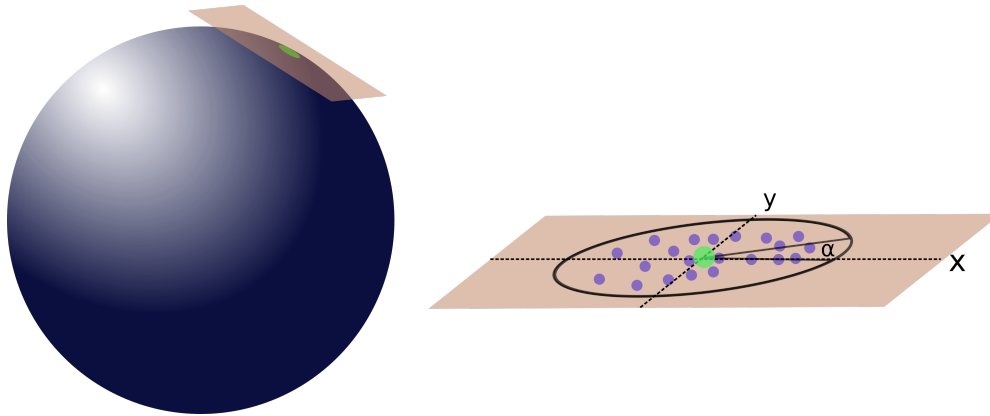


Figura 3.11: Idea esquemática del ángulo de posición ϕ_1 . Dado un cúmulo (punto verde) y galaxias satélites del mismo (puntos violetas) en la esfera, se proyectan sus coordenadas sobre un plano tangente (rosado) y se calcula el ángulo de desviación α de las galaxias miembros con respecto al eje x , $\alpha = \phi_1$.

asume que todas las galaxias se encuentran orientadas con el cúmulo, lo que implica que toda la masa presente en el cúmulo (gas intracúmulo, materia oscura, bariones) se encuentra alineada con las galaxias satélites. Sumado a esto, al considerar la ecuación 2.58 con la que posteriormente se calculan los ángulos de posición (ecuación 2.59), se observa que existe una dependencia cuadrática con las coordenadas proyectadas. Esto implica que, al ser $w_k = 1$ en ϕ_1 , las distancias más alejadas tienen más importancia en el cálculo de los ángulos de posición que las distancias cercanas al centro del cúmulo. Esta, a pesar de parecer una desventaja, es una de las razones por las cuáles se ha utilizado ϕ_1 en este trabajo: como el CMB tiene gran profundidad angular, la información que se obtiene para grandes distancias respecto al centro del cúmulo es mucho mayor que la que se obtiene en los catálogos de imágenes utilizados para los estudios de lentes gravitacionales, que por esta razón normalmente se encuentran orientados a análisis en zonas próximas a los cúmulos. Además, el hecho de que los perfiles radiales en cercanías del cúmulo no son precisos, por lo explicado en la sección anterior, permiten caracterizar de mejor manera la distribución de materia a grandes distancias angulares o longitudinales proyectadas.

Perfiles Medios

Para el cálculo de los Perfiles Medios se utilizaron los mismos procedimientos que en la sección 3.3.1 con la inclusión del ángulo ϕ_1 para cada cúmulo. Al alinear con respecto al ángulo de posición, es posible definir dos orientaciones de los perfiles: Paralelo y Perpendicular.

En el análisis, el ángulo de posición ϕ_1 ingresa como una nueva componente de las rotaciones consideradas para los Perfiles Radiales Medios, para luego definir los criterios para los cuales un perfil se considera Paralelo o Perpendicular. Así, las rotaciones realizadas con `scipy` pasarán de ser bidimensionales a ser rotaciones tridimensionales, donde la nueva componente es la del ángulo de posición ϕ_1 . A partir de allí, la técnica de apilamiento se realiza siguiendo la misma metodología, dado que para esta herramienta el ángulo de posición sólo representa una rotación con respecto a un nuevo eje.

Al momento de realizar el perfil medio de los 3000 cúmulos apilados de la muestra S_L , la orientación ya se encuentra plasmada en el mapa generado y esto permite definir ciertas condiciones sobre las posiciones de los ids para las cuáles un perfil es considerado Paralelo o Perpendicular. En el Perfil Radial, en cambio, para cada arreglo de datos (ids, κ) no se realiza ninguna selección particular y se promedian dichos valores para obtener un $\bar{\kappa}$ por cada radio considerado. La diferencia para los perfiles Paralelo y Perpendicular es que para cada anillo sí se seleccionan los conjuntos (ids, κ) para cada uno de los perfiles. El proceso consta de, considerando que el mapa de apilamiento ya se encuentra orientado por las rotaciones realizadas en el ángulo de posición, seleccionar qué porciones del anillo corresponden a una alineación paralela y cuáles corresponden a una alineación perpendicular.

En este trabajo se consideraron cuatro porciones de 90° cada una, como se puede observar esquemáticamente en la Figura 3.12, donde las porciones alineadas con el eje x son las consideradas paralelas y las otras perpendiculares. A partir de estas subdivisiones, al realizar los perfiles paralelo y perpendicular únicamente los valores de κ de los ids de cada sección fueron considerados. Luego, el procedimiento es el mismo que en el caso del perfil radial pero obteniendo valores $\bar{\kappa}_{paralelo}$ y $\bar{\kappa}_{perpendicular}$ para cada radio.

Incerteza de los Perfiles Orientados y Nivel de Ruido del Mapa CMB

Los conceptos de incertidumbre de los puntos y nivel de ruido del mapa CMB son los mismos que los planteados en la sección 3.3.1, con la inclusión del ángulo de posición ϕ_1 .

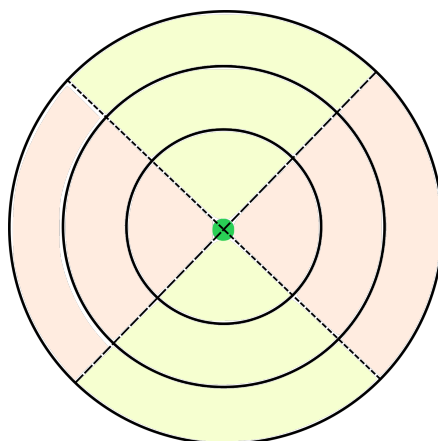


Figura 3.12: Gráfico esquemático de las porciones consideradas para los perfiles paralelo y perpendicular. Cada anillo se dividió en 4 porciones de 90° cada una, donde los píxeles y los valores de κ de las porciones paralelas al eje x (rosa) son los que aportan al cómputo del perfil paralelo y los de las porciones perpendiculares al eje x (verde) son los que aportan al perfil perpendicular. El perfil radial no realiza distinción alguna y considera todos los píxeles de cada anillo.

Para el caso de la incertidumbre aleatoria de los perfiles orientados, el uso de la técnica *bootstrap* sigue siendo fundamental a la hora del análisis, así como la técnica de apilamiento. En este caso, además de remuestrear N -veces la muestra S_L , también se construirán N nuevas muestras, artificiales, del catálogo de ángulos de posición ϕ_1 , con las mismas condiciones que la muestra S_L , es decir, permitiendo que un mismo ángulo fuese elegido t -veces. Cabe aclarar que cada arreglo de datos utilizado para el remuestreo es el mismo tanto para la muestra S_L como para el catálogo de ángulos ϕ_1 , lo que implica que si el cúmulo S_L^i aparece m veces, entonces el ángulo ϕ_1^i aparecerá m veces. De no ser así, se estaría asociando el i -ésimo ángulo de posición al j -ésimo cúmulo y entonces el método tendría un error en su cómputo pues la información no estaría correlacionada. De allí en más la técnica de apilamiento para las S_{L_N} muestras se realiza de la misma forma antes explicada.

Al momento de realizar los perfiles Paralelo y Perpendicular de la muestra *Bootstrap* se tienen en consideración las porciones antes mencionadas (Figura 3.12) y se realizan las subdivisiones correspondientes para así obtener la desviación estándar y consecuentemente la incertidumbre de los puntos para ambos perfiles.

Para el caso del nivel de ruido del mapa, se puede plantear el supuesto de que los puntos considerados como centros podrían llegar a tener una distribución de masa orientada en alguna dirección privilegiada. Es por eso que introducir un ángulo de posición aleatorio para cada centro es una buena forma de observar cuán cierta es esta hipótesis. Se espera que al ser centros aleatorios los

considerados, la distribución de masa no responde de manera significativa a estos ángulos de posición y por lo tanto el nivel de ruido existente sea similar en los tres perfiles.

Al momento de introducir esta distribución aleatoria de ángulos para cada centro se buscó que represente de manera fehaciente la distribución de ángulos ϕ_1 de la muestra S_L ya que si las distribuciones fuesen muy diferentes entre sí el análisis no sería representativo del estudio, algo que se ha planteado de la misma manera para el caso de la máscara de coordenadas (Figura 3.10). Como se puede observar en la Figura 3.13, la distribución de ángulos ϕ_1 se aproxima a una distribución uniforme sin ningún sesgo y con un rango de valores $[0, \pi]$, en unidades radianes. Es por esto que se utilizó la función `np.random.uniform` para generar la muestra de ángulos aleatorios, también en el rango $[0, \pi]$.

A partir de allí, el cómputo se realiza de la misma manera que se ha explicado en las secciones an-

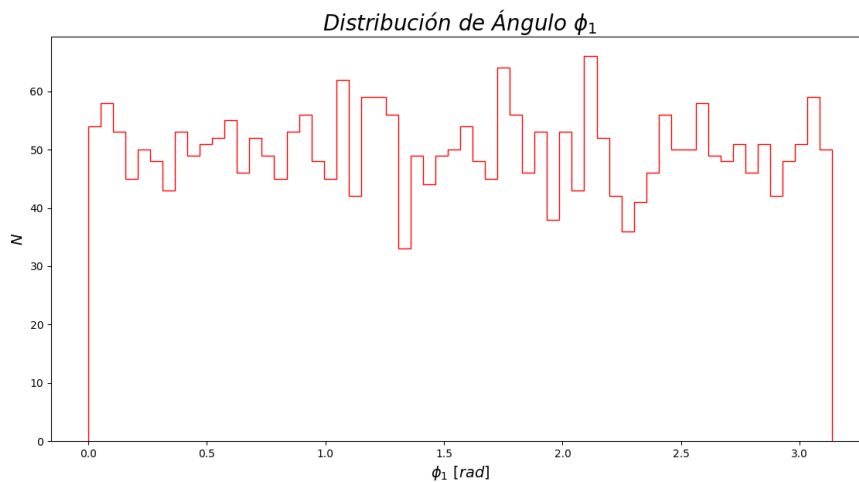


Figura 3.13: Distribución del Ángulo ϕ_1 para la muestra S_L . Se puede observar que se asemeja a una distribución uniforme.

teriores, introduciendo este nuevo ángulo de posición aleatorio como rotación en la función `scipy`. Para el caso del perfil medio, se tienen en cuenta las subdivisiones definidas antes para diferenciar los perfiles Paralelo y Perpendicular y así obtener un nivel de ruido del mapa CMB para cada uno de los perfiles.

3.3.3 Caracterización de Halos de Materia Oscura

Como se ha planteado en la sección 2.3.2, la distribución de masa en los halos de materia oscura de un cúmulo de galaxias evoluciona de manera jerárquica y de acuerdo a la acreción y fusión de halos más pequeños, respetando direcciones privilegiadas que se encuentran delimitadas por las estructuras filamentarias existentes en el Universo. La medición de las formas estimadas de los

halos son una manera de comprobar las hipótesis de los escenarios de formación así como de modelar ciertos parámetros cosmológicos a partir de estos sistemas, como se comentó en la sección 2.3.1. Es por esto que en este trabajo se planteó el uso de los perfiles de convergencia κ del CMB para caracterizar parámetros intrínsecos de los halos, como lo son la masa M_{Halo} y la elipticidad ϵ , a partir de modelos y perfiles de densidad de masa. Para ello, se utilizaron los modelos descritos en [62, y sus referencias] tanto para la masa del halo como para la elipticidad.

Al utilizar el mapa de convergencia κ del CMB, lo que se observa al realizar los perfiles medios es la fluctuación de masa en el Universo, a partir de cúmulos como centros aprovechando el efecto de lente gravitacional. Pero además de esto, al utilizar las técnicas de apilamiento con la muestra S_L es posible medir la distribución de masa a grandes escalas radiales de una muestra de cúmulos, incrementando la relación señal-ruido. Si a esto se le agrega que la técnica es utilizada de tal forma que tiene en cuenta la alineación de la distribución de masa, es posible medir la componente de elongación del halo que está relacionada a la forma proyectada de la densidad superficial de materia. De esta manera, a partir de la muestra S_L , se pueden definir valores medios de $\langle z \rangle$ y $\langle \lambda \rangle$ que sumados a los perfiles medios obtenidos, permiten caracterizar los parámetros M_{Halo} y ϵ medios a partir de algún modelo. En este trabajo, no se realizarán ajustes con los modelos planteados, sino que se restringirán los valores a los obtenidos por los perfiles y se evaluará cuán similar es al modelo considerado.

El efecto de lente producido por una densidad de masa elíptica puede ser obtenido a partir de una distribución superficial de masa $\Sigma(R)$, donde R es la coordenada radial elipsoidal $R^2 = r^2(q\cos^2(\theta) + \sin^2(\theta)/q)$ con una relación de semiejes $q \leq 1$. Si se define la elipticidad como $\epsilon = \frac{1-q}{1+q}$, se puede aproximar esta distribución por una expansión multipolar del tipo:

$$\Sigma(R) = \Sigma(r, \theta) := \Sigma_0(r) + \epsilon \Sigma_2(r) \cos(2\theta) \quad (3.3)$$

donde θ es el ángulo de posición de la fuente respecto al semieje mayor de la distribución de densidad de masa. Σ_0 y Σ_2 son las componentes mono y cuadrupolar respectivamente. La componente monopolar está relacionada a la simetría esférica de la distribución de masa, mientras que la componente cuadrupolar se define a partir de la monopolar como $-r \frac{d(\Sigma_0(r))}{dr}$.

En el caso de estudios observacionales a partir de técnicas de apilamiento de los efectos de lentes en cúmulos de galaxias, el perfil del shear (Ecuación 2.19) suele ser modelado a partir de la suma de cuatro términos:

- Una componente relacionada a la contribución de la galaxia más brillante del cúmulo (BCG), que se suele considerar en el centro del mismo;

- Un término de primer halo relacionada a la contribución del halo principal del cúmulo que se asume centrada con la BCG;
- Una componente que tiene en cuenta el caso en el que el cúmulo no se encuentra centrado en la BCG, producto de acreciones de distintos halos;
- Y un término de segundo halo relacionado a la distribución de masa de halos vecinos.

Si bien en este trabajo no se utiliza el shear dado que no es un trabajo de lentes gravitacionales observacional y se utiliza la convergencia κ pues se cuenta con el mapa del CMB, estos 4 términos pueden ser considerados de igual manera. En este trabajo, así como en [62], se modelará la distribución superficial de masa radial a partir de la componente 2 y 4, es decir, el término de primer halo y el de segundo halo. No se tendrán en cuenta las alineaciones con la BCG ni cuánto contribuye la misma. Dado que los cálculos realizados en este trabajo se encuentran en zonas exteriores al cúmulo, tanto por el hecho de que los perfiles son más precisos a grandes distancias radiales como porque el ángulo de orientación ϕ_1 caracteriza mejor la distribución de masa a grandes distancias, entonces se espera que la contribución más fuerte sea la del término de segundo halo, modelando casi por completo la distribución de masa.

La componente principal del halo (primer halo), será modelado utilizando un perfil NFW (Ecuación 2.53) que depende de dos parámetros: el radio R_{200} , el cuál engloba una densidad media igual a 200 veces la densidad crítica del Universo y c_{200} , un valor de concentración adimensional. Así, en la Ecuación 2.53 se definen los parámetros:

$$r_s = \frac{R_{200}}{c_{200}} \quad (3.4)$$

$$\rho_s = \rho_{cr} \delta_c$$

donde ρ_{cr} es la densidad crítica del Universo al redshift medio $\langle z \rangle$ de la muestra S_L en este caso y δ_c es la sobredensidad característica:

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c_{200}^3}{\ln(1 + c_{200}) - \frac{c_{200}}{1 + c_{200}}} \quad (3.5)$$

La masa M_{200} se puede obtener a partir de R_{200} como

$$M_{200} = 200 \rho_{cr} \frac{4\pi}{3} R_{200}^3 \quad (3.6)$$

El término de segundo halo está relacionado al exceso de la distribución de masa introducido por los halos vecinos y depende de la masa del halo principal. El perfil de densidad relacionado a este halo es obtenido considerando la función de correlación halo-materia ξ_{hm} :

$$\rho_{2h}(r) = \rho_m \xi_{hm} = \rho_{cr} \Omega_m (1 + z)^3 b(M_{200}, \langle z \rangle) \xi_{mm} \quad (3.7)$$

donde $\rho_m = \rho_{cr}\Omega_m(1+z)^3$ es la densidad media del Universo y la función de correlación halo-materia está relacionada a la de materia-materia a partir de $\xi_{hm} = b(M_{200}, \langle z \rangle)\xi_{mm}$, donde el coeficiente $b(M_{200}, \langle z \rangle)$ es conocido como *halo bias*[63].

El perfil de densidad superficial total es modelado así a partir de una distribución elíptica para la componente principal del primer halo, con una elongación ϵ_{1h} más el término de segundo halo también con una elongación dada por el parámetro ϵ_{2h} . Así, el perfil de densidad superficial total está modelado por:

$$\Sigma(R) \sim \Sigma_{1h}(r) + \epsilon_{1h}\Sigma'_{1h}(r)\cos(2\theta) + \Sigma_{2h}(r) + \epsilon_{2h}\Sigma'_{2h}(r)\cos(2\theta) \quad (3.8)$$

donde los términos sin tilde corresponden a los monopolos de primer y segundo halo calculados a partir de 2.53 y 3.7 respectivamente y los términos con tilde corresponden a los cuadrupolos cumpliendo la relación $-r\frac{d(\Sigma_i(r))}{dr}$. El ángulo θ cumple la misma definición dada anteriormente.

Al momento de relacionar la Ecuación 3.8 con los perfiles medios de convergencia κ realizados, se deben tener en cuenta que los valores de densidad $\Sigma_{1h}(r)$ y $\Sigma_{2h}(r)$ son distintos a $\Sigma'_{1h}(r)\cos(2\theta)$ y $\Sigma'_{2h}(r)\cos(2\theta)$. Los primeros se encuentran definidos a partir de los momentos monopoles de cada halo, por lo que los mismos deberían representar a partir del modelo los perfiles de convergencia κ totales, ya sean orientados o no, pero sin proyectar sobre ningún eje, dado que el término monopolar por definición es simétricamente esférico. Sin embargo, los otros dos términos corresponden a los momentos cuadrupolares que se encuentran proyectados sobre el semieje mayor a partir de $\cos(2\theta)$, dado que si se recuerda la definición de θ , el mismo representa el ángulo de posición de la fuente respecto al semieje mayor de la distribución de la densidad de masa. Es por esto que este modelado teórico corresponde a los perfiles de convergencia κ obtenidos proyectados sobre algún eje. Como las rotaciones de los centros de los cúmulos fueron con respecto al semieje mayor definido a partir de la distribución de las galaxias satélites, las proyecciones en la Ecuación 3.8 están relacionadas a los perfiles de convergencia κ pues, para cada centro de cúmulo, existe el vector (v_1, v_2, v_3) donde $\theta = \tan^{-1}\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$. Al conocer este ángulo para cada *id* de los anillos, entonces se puede proyectar el perfil de convergencia sobre el semieje mayor de la distribución de masa al igual que el perfil $\Sigma(R)$ y entonces se pueden comparar los mismos. La proyección del perfil de convergencia κ está dada por:

$$\kappa_{Anillo} = \frac{\sum_j \kappa_j \cos(2\theta_j)}{\sum_j \cos^2(2\theta_j)} \quad (3.9)$$

donde para cada anillo la suma corre sobre los N *ids* de ese anillo y donde se obtienen N arreglos de datos (id, κ, θ) que permiten calcular la proyección y así obtener un único valor de κ_{Anillo} .

De esta forma, en este trabajo se realizaron dos estimaciones:

1. La estimación de la masa media del halo M_{Halo} a partir de los términos de primer y segundo halo del término monopolar del perfil de densidad NFW utilizando los perfiles medios de convergencia κ radiales y orientados para la muestra S_L ;
2. La estimación de las elipticidades ϵ_{1h} y ϵ_{2h} medias a partir de los términos de primer y segundo halo del término cuadrupolar del perfil de densidad NFW utilizando el perfil medio radial proyectado de convergencia κ de la muestra S_L .

Para ambos cálculos se utilizaron valores promedios, tanto de redshift $\langle z \rangle$ como de riqueza $\langle \lambda \rangle$, dado que por las técnicas utilizadas los perfiles de convergencia κ representan valores medios. Por esto mismo es importante seleccionar muestras que no tengan grandes rangos de z y λ , dado que de ser así el promedio sería sobre una gran cantidad de valores y perdería precisión.

A partir de la riqueza media se puede calcular la masa media de la muestra, utilizando la relación $M_{200} = 2.21e^{14} \left(\frac{\langle \lambda \rangle}{40} \right)^{1.33}$, y la concentración c_{200} de la muestra a partir de M_{200} y $\langle z \rangle$. Con estos valores se puede obtener el perfil de densidad NFW medio para la muestra S_L que debería representar teóricamente lo observado en los perfiles medios de convergencia κ , tanto radiales como orientados.

Para el caso de las elipticidades ϵ_{1h} y ϵ_{2h} , a partir de la masa y el redshift medio, se pueden calcular los términos cuadrupolares del perfil NFW para el primer y segundo halo. Estos términos, multiplicados por sus correspondientes elipticidades, deberían representar teóricamente lo observado en el perfil radial proyectado de convergencia κ , que intrínsecamente cuenta con la elipticidad media de la muestra S_L .

En este trabajo no se realizaron ajustes, únicamente se utilizó el valor media de la masa de la muestra así como el redshift medio para analizar cuán preciso es el modelo con respecto a lo observado, así como se variaron valores de elipticidad para analizar el alcance del modelo teórico de primer y segundo halo en la forma de los halos de materia oscura de los cúmulos redMaPPer.

Resultados y Análisis

En esta sección se presentarán los resultados obtenidos para el cómputo de los perfiles medios de convergencia κ tanto radial total como orientados paralela y perpendicularmente. A partir de las orientaciones paralela y perpendicular se definió el parámetro de anisotropía χ que permite caracterizar la variación de la distribución de masa en función de la distribución de las galaxias satélites y su ángulo ϕ_1 . Además se presentarán las estimaciones de la masa media del halo M_{Halo} para la muestra S_L así como la caracterización de la forma media del halo de materia oscura a partir de las estimaciones de las elipticidades medias ϵ_{1h} y ϵ_{2h} en el modelo utilizado.

4.1 Perfiles de Convergencia

Para los perfiles medios de convergencia κ , se utilizaron todas las técnicas explicadas en las secciones 3.3.1 y 3.3.2 tanto para el cálculo de los perfiles, orientados como radial total, así como para los valores de incertidumbre aleatoria de los puntos y el nivel de ruido del mapa CMB. Se dispusieron de los 3000 cúmulos de la muestra S_L como centros y el ángulo de posición ϕ_1 para las alineaciones con respecto a las galaxias miembro. Los criterios de selección para los perfiles paralelo y perpendicular fueron los mismos de la sección 3.3.2 (Figura 3.12).

A partir de la relación $r_{Mpc} = r_\theta \cdot \langle D_{ang} \rangle$, donde $\langle D_{ang} \rangle$ representa el diámetro angular¹ al valor $\langle z \rangle$, se puede modificar la escala, yendo de angular a longitudinal proyectada y viceversa. Sin embargo, esto también se puede aplicar a los perfiles realizados: al computar los perfiles medios respecto a distancias angulares se mantienen constantes los radios de los anillos sin tener en cuenta el valor de redshift z de cada cúmulo, lo que genera que en el rango de la muestra $[0.4, 0.45]$ existan diferencias en el tamaño real de estos anillos a medida que nos movemos en el Universo expandiéndose. Es por ello que en este trabajo los perfiles fueron realizados en escalas longitudinales proyectadas, es decir, para cada cúmulo y su valor de redshift z , se calculó el valor $\langle D_{ang} \rangle$ y $r_\theta = \frac{r_{Mpc}}{\langle D_{ang} \rangle}$ para así obtener la misma distancia angular para todos los cúmulos y por lo tanto 3000 perfiles escalados en donde la distancia de los anillos a proyección sea la misma. En los trabajos astrofísicos, las proyecciones se realizan en unidades de $Mpc h^{-1}$, es decir en Mpc escalados con respecto a la constante h . Como este trabajo está basado en el mapa de convergencia del relevamiento *Planck* 18, todas las constantes cosmológicas fueron extraídas del mismo, $h = \frac{H_0}{100} = 0.674 \pm 0.005$

¹Para más información, https://es.wikipedia.org/wiki/Di%C3%A1metro_angular

(Ecuación 2.28). Así, los perfiles realizados tienen una distancia máxima de $60 \text{ Mpc } h^{-1} = 5^\circ$. Tanto los valores de incertidumbre como la caracterización del ruido intrínseco del mapa fueron calculados de la misma forma, con la salvedad de que como los puntos aleatorios del nivel de ruido del mapa no pertenecían necesariamente al catálogo redMaPPer, entonces no se contaba con los valores de redshift para todos. Para ello, se recurrió a la hipótesis de que los valores de redshift de los puntos aleatorios se encontraban bien representados por los valores de la muestra S_L y por lo tanto se podían utilizar dichos datos. Como se comentó, la totalidad de los anillos realizados tienen un rango angular $[0, 5^\circ]$, donde cada anillo cuenta con un radio de $8'$. Para el *Bootstrap* de la incertidumbre aleatoria de los puntos se realizaron $N = 300$ muestras simuladas de los 3000 cúmulos de la muestra original S_L , para luego realizar estadística. El ruido del mapa CMB fue estudiado a partir de $N = 300$ muestras de 3000 puntos aleatorios de la máscara de coordenadas, para luego realizar estadística de los mismos.

Para la muestra S_L , los valores medios de los parámetros utilizados fueron:

$$\langle z \rangle = 0.427$$

$$\langle \lambda \rangle = 44.91$$

$$\langle M_{Halo} \rangle = 10^{14.304} M_\odot$$

En la Figura 4.1, se puede observar el mapa de convergencia κ de la muestra S_L a partir de la técnica de apilamiento para una distancia angular máxima de 7° . Al utilizar dicha técnica con los 3000 cúmulos de la muestra, se evidencia la forma media de los cúmulos, que en este caso se puede observar con cierta tendencia elíptica. Además, se distinguen zonas con grandes aglomeraciones de masa (más brillantes) y zonas donde el parámetro de convergencia κ es negativo, lo que implica que la densidad de masa en esas regiones se encuentra por debajo de la densidad de masa media del Universo.

En la Figura 4.2 se pueden observar los perfiles radial total y alineados paralela y perpendicularmente respecto a la distribución de masa hasta una distancia de $60 \text{ Mpc } h^{-1}$ o 5° . El gráfico muestra que el perfil radial es un promedio de los perfiles paralelo y perpendicular, como es de esperar. Además, el perfil paralelo siempre se encuentra por encima en el valor de κ que el perpendicular, algo que se condice con la hipótesis planteada al momento de alinear los cúmulos con respecto a las galaxias miembro: la distribución de masa, en principio, se ve afectada por la distribución de las galaxias miembro. Al trabajar con cúmulos de gran riqueza que se encuentran en las zonas filamentarias de la LSS, se espera que la densidad de masa de los mismos y sus alrededores se encuentre por encima de la densidad media del Universo, algo que se puede observar en el gráfico, dado que $\kappa > 0$. Los dos recuadros verdes representan la distancia en la cuál el efecto

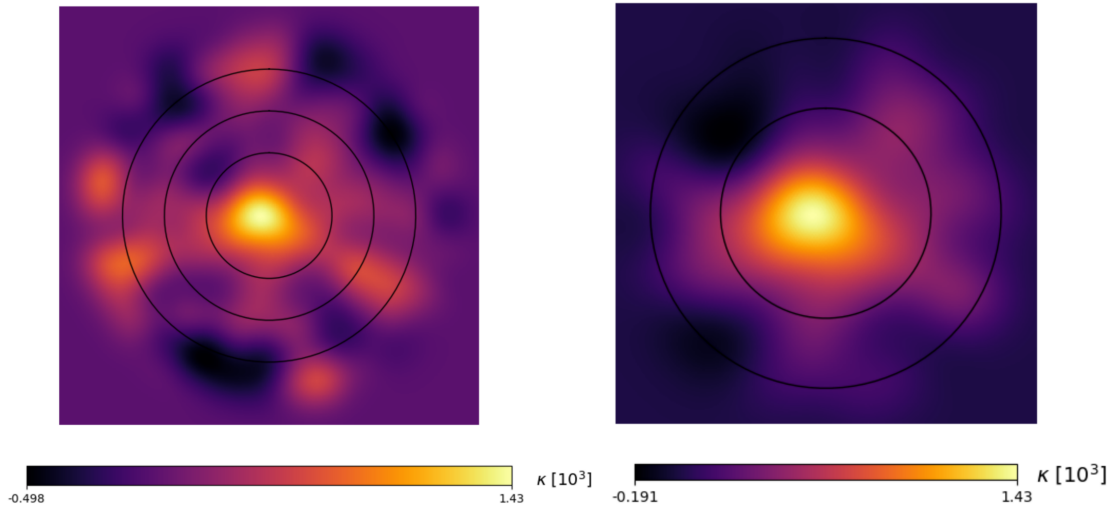


Figura 4.1: Mapa de Convergencia κ de la muestra S_L a partir de técnica de apilamiento. Los círculos negros representan radios angulares de 3° , 5° y 7° respectivamente. Se observa la tendencia elíptica de la distribución de masa. El gráfico de la derecha es un acercamiento en las zonas de 3° y 5° donde fueron realizados los perfiles.

Sunyaev-Zeldóvich es notable y por lo tanto los resultados no son representativos, sumado a que coinciden con los primeros anillos realizados, donde la cantidad de píxeles considerados es pequeña (Figura 3.8).

En la Figura 4.3 se pueden observar por separado los tres perfiles de convergencia κ junto con sus incertidumbres aleatorias y el nivel de ruido del Mapa CMB para cada caso. A medida que va creciendo la distancia, la incertidumbre de los puntos es cada vez menor, algo que se debe a dos factores: los primeros anillos cuentan con una poca cantidad de píxeles, como se explicó en la Sección 3.3.1, por lo que promediar el valor de κ en los mismos da como resultado valores dispares; y las grandes fluctuaciones debidas a los efectos de Sunyaev-Zeldóvich presentes en pequeñas escalas, como se planteó en la Sección 3.3.1, que también generan resultados dispares. Por otra parte, se puede observar que a partir de $40 Mpc h^{-1}$ tanto los perfiles radial total como perpendicular ingresan, junto con su incertidumbre, en la zona de ruido intrínseco del mapa y por lo tanto estos valores dejan de tener significancia estadística. Sin embargo, para el caso del perfil paralelo se puede observar que la señal, junto con su incertidumbre, llega hasta valores cercanos a $50 Mpc h^{-1}$, reafirmando la hipótesis de que la distribución de masa está correlacionada con la forma en que las galaxias miembro se encuentran distribuidas en los cúmulos.

A partir de los valores de κ de los perfiles orientados se puede definir el parámetro de anisotropía χ :

$$\chi = \frac{\kappa_{par} - \kappa_{per}}{\kappa_r} \quad (4.1)$$

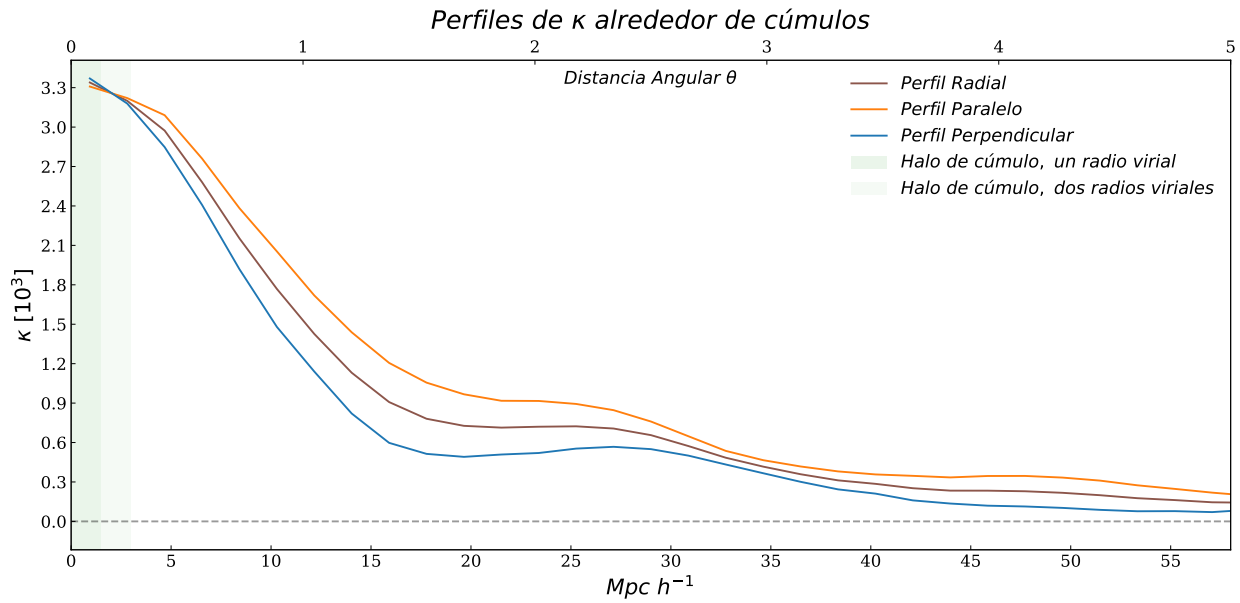


Figura 4.2: Perfiles de Convergencia κ radial total y orientados paralela y perpendicularmente para la muestra S_L . En marrón, se puede observar el perfil radial, en naranja el perfil paralelo y en azul, el perfil perpendicular. Los recuadros verdes representan la máxima distancia a la cuál el gas intracúmulo genera los efectos de SZ y por lo tanto los resultados no son representativos. El gráfico se encuentra tanto en escala angular θ (arriba) hasta 5° como en escala longitudinal proyectada en $Mpc h^{-1}$ hasta $60 Mpc h^{-1}$ (abajo). Dado que los valores de κ obtenidos tienen un orden de 10^{-3} , la escala del mismo se encuentra magnificada al orden de 10^3 para notar mejor el efecto.

donde *par*, *per* y *r* representan los perfiles paralelo, perpendicular y radial total respectivamente. Este parámetro caracteriza la variación de la convergencia κ , y por lo tanto de la densidad masa, entre las alineaciones paralela y perpendicular escaladas con respecto al valor de κ radial. Cuando la distribución de masa no varía según si se considera una alineación u otra, $\chi \sim 0$ y por lo tanto representa una simetría esférica, correspondiente más a un término de primer halo que de segundo. Sin embargo, si $\chi \gtrsim 1$, entonces existe gran diferencia en la distribución de masa según se alinee de una forma u otra. Esto implica que la distribución de masa respeta la distribución de las galaxias miembro y por lo tanto toma una forma elongada y elíptica en dirección paralela al semieje mayor, correspondiente a un modelo de segundo halo. Se puede observar en la Figura 4.4 el parámetro χ para los cúmulos de la muestra S_L a partir de los perfiles medios de convergencia κ obtenidos. Se distinguen dos máximos en $\sim 20 Mpc h^{-1}$, coincidente con el exceso presente en la Figura 4.2, y $\sim 50 Mpc h^{-1}$ que, si bien se relaciona a un nuevo exceso mucho más pequeño, dado que tanto para el perfil radial como para el perfil perpendicular los valores de κ luego de los $40 Mpc h^{-1}$ responden al ruido intrínseco del mapa, se puede decir que no es un resultado

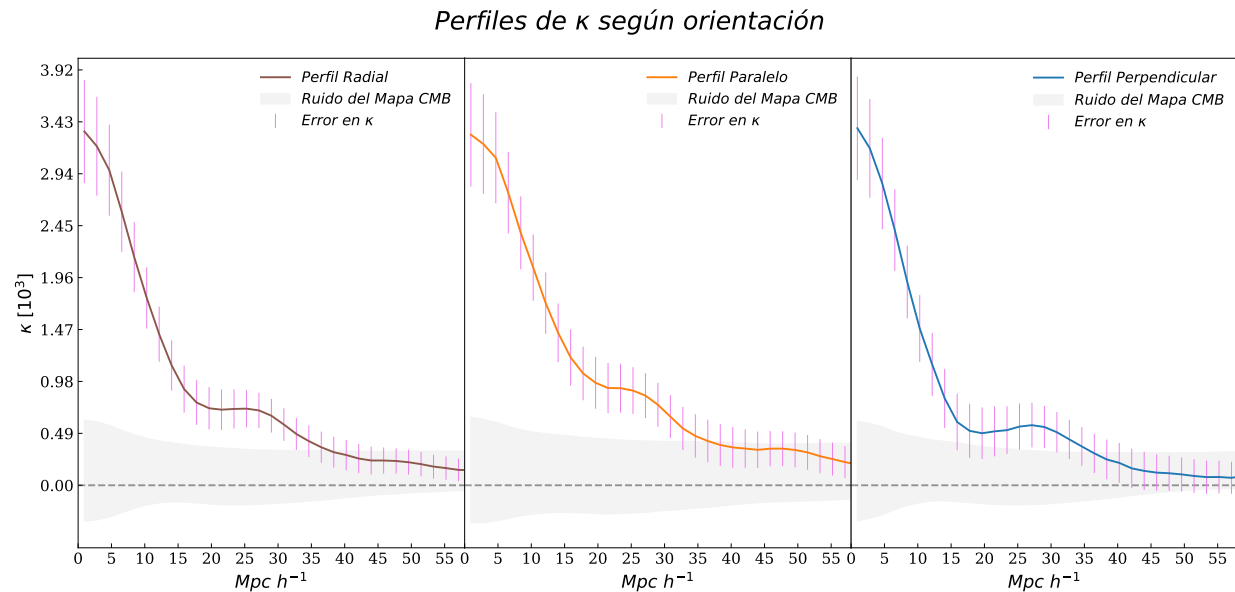


Figura 4.3: Perfiles de Convergencia κ radial total y orientados paralela y perpendicularmente para la muestra S_L . En el primer gráfico se puede observar el perfil radial total, en el segundo el perfil paralelo y en el tercero, el perfil perpendicular. Las barras de color rosa representan la incertidumbre aleatoria de los puntos calculadas con el método *Bootstrap*, mientras que el sombreado gris representa el ruido intrínseco del mapa CMB, calculado a partir de centros aleatorios. La escala utilizada es longitudinal proyectada en $Mpc h^{-1}$ hasta $60 Mpc h^{-1}$. Dado que los valores de κ obtenidos tienen un orden de 10^{-3} , la escala del mismo se encuentra magnificada al orden de 10^3 para notar mejor el efecto.

estadísticamente significativo, como se puede observar en el error del parámetro de anisotropía χ que a partir $35 Mpc h^{-1}$ crece de manera notable.

4.2 Convergencia y Halos de Materia Oscura

A partir de los modelos explicados en la Sección 3.3.3, se realizaron estimaciones de la masa M_{Halo} y las elipticidades ϵ_{1h} y ϵ_{2h} medias para la muestra S_L . Dada la baja relación señal-ruido obtenida para cada cúmulo individual, es imposible realizar este trabajo para cada cúmulo de la muestra. Es por ello que se recurrió al promediado de los 3000 cúmulos de S_L y a partir de allí estimar cómo si se tratara de un único cúmulo. La ecuación utilizada para estimar los parámetros fue la del perfil de densidad NFW (Ecuación 2.53) a partir de sus términos monopulares y cuadrupolares para el primer y segundo halo, basados en el modelo anisotrópico de densidad superficial de masa (Ecuación 3.8).

En la Figura 4.5, se pueden observar los modelos teóricos de primer y segundo halo como la

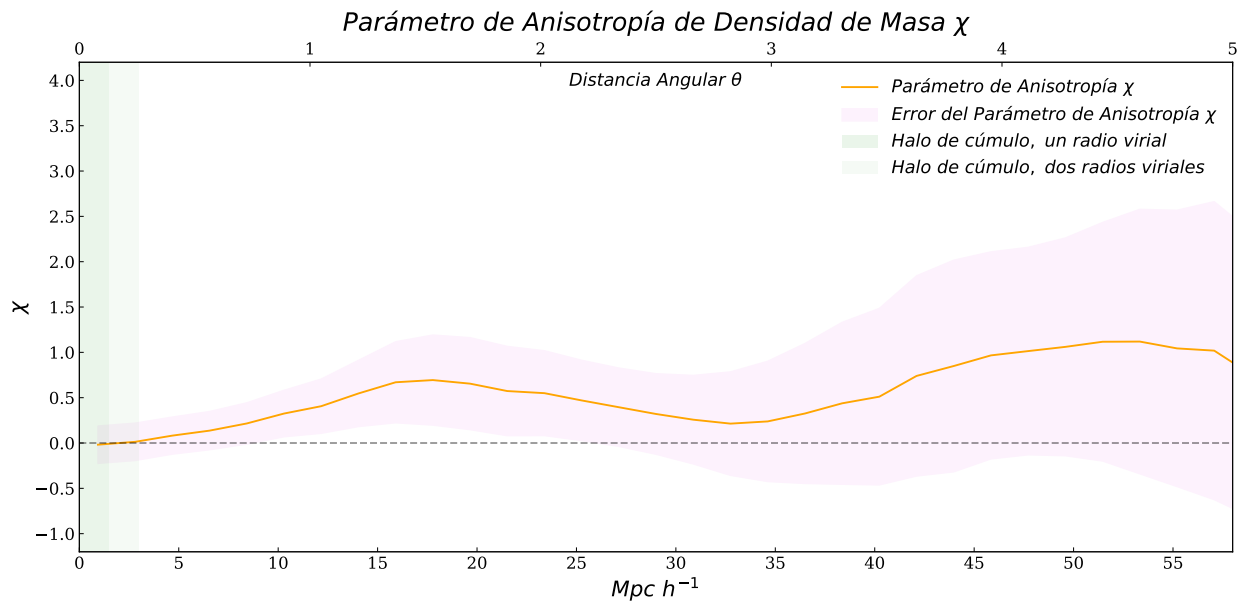


Figura 4.4: Parámetro de Anisotropía χ . En línea sólida naranja el valor del parámetro de anisotropía, en sombreado rosado el error del mismo calculado a partir de las incertidumbres aleatorias de los perfiles y propagación de error. Los recuadros verdes representan la máxima distancia a la cuál el gas intracúmulo genera los efectos de SZ y por lo tanto los resultados no son representativos. El gráfico se encuentra tanto en escala angular θ (arriba) hasta 5° como en escala longitudinal proyectada en $Mpc h^{-1}$ hasta $60 Mpc h^{-1}$ (abajo).

suma de ambos, tanto para el perfil de densidad NFW como para el perfil de densidad Einasto con $\alpha = 0.3$ (Ecuación 2.56), calculados a partir de la masa media $\langle M_{Halo} \rangle$ de la muestra S_L . La diferencia existente entre los perfiles se debe principalmente al término de primer halo, no así en el segundo halo y en la suma de ambos, donde predomina este último. Para este trabajo, el término de primer halo no es significativo dado que representa la distribución de masa en escalas pequeñas y regiones las cuáles no son analizadas a partir del parámetro de convergencia del CMB. Por esto mismo, como no hay grandes diferencias entre los modelados de segundo halo, se decidió utilizar el perfil NFW.

En la Figura 4.6 se pueden observar los términos monopoles del perfil NFW calculados a partir de la masa media $\langle M_{Halo} \rangle$ del halo y el redshift medio $\langle z \rangle$ superpuestos con los perfiles de convergencia κ obtenidos de analizar la muestra S_L . Si la masa media de la muestra no fuese representativa de un modelado teórico de cúmulos, deberían existir grandes diferencias entre los valores de los perfiles de convergencia y los términos monopoles del perfil de densidad NFW. Sin embargo, se puede notar que existe una gran concordancia entre la curva de la suma de los halos y el perfil radial total de convergencia, indicando que el modelo ajusta bien la masa media de la muestra S_L . Para los valores menores a $5 Mpc$, el efecto SZ genera que los valores de κ ob-

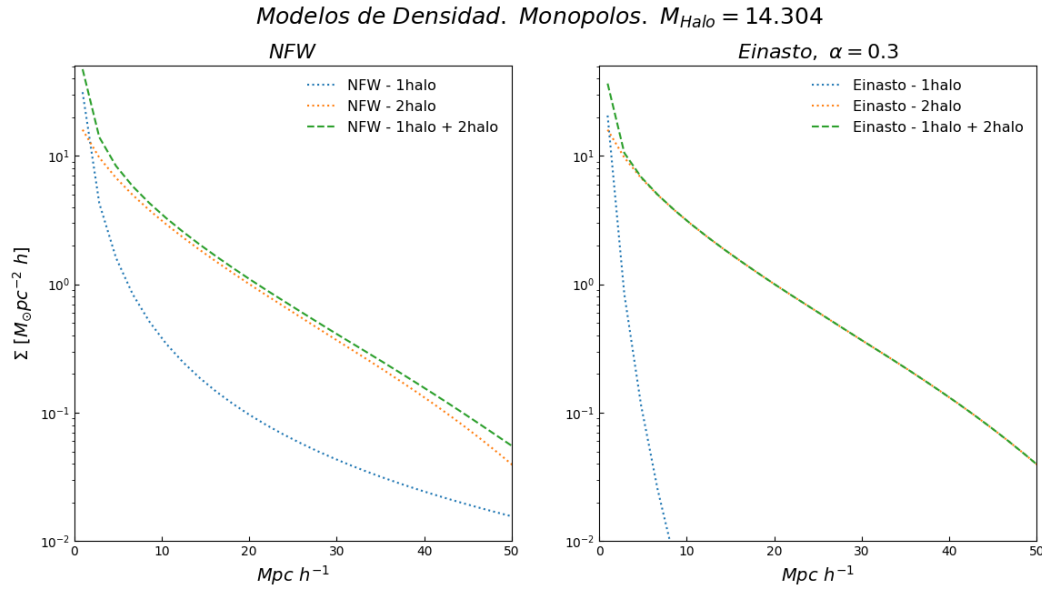


Figura 4.5: Modelos Teóricos para los Perfiles de Densidad NFW (izquierda) y Einasto (derecha) a partir de la masa media logarítmica del halo $\langle M_{Halo} \rangle$ y el redshift medio $\langle z \rangle$. Para el perfil de Einasto, se utilizó un valor de $\alpha = 0.3$. En azul se puede observar el término de un halo, en naranja el de segundo halo y en verde, la suma de ambos. Se evidencia la diferencia existente en el término del primer halo entre ambos perfiles, no así en el de segundo halo ni en la suma de ambos.

servados en el CMB se vean reducidos con respecto a los modelados y por ello la diferencia. Para los valores mayores a $30 Mpc$, el modelo no es representativo pues, como el mismo es utilizado para estudios de lentes gravitacionales convencionales, dichas distancias no suelen ser analizadas.

En la Figura 4.7 se pueden observar los términos cuadrupolares del perfil NFW calculados a partir de la masa media $\langle M_{Halo} \rangle$ del halo y el redshift medio $\langle z \rangle$ superpuestos con el perfil de convergencia κ radial total proyectado obtenido de analizar la muestra S_L . A partir del modelo utilizado, los términos cuadrupolares de primer y segundo halo cuentan con elipticidades intrínsecas que deberían encontrarse reflejadas en lo observado en el perfil de convergencia κ proyectado sobre el semieje mayor de la distribución de masa (Ecuación 3.9) si el modelo ajuste de buena manera dichas elipticidades. Dado que las observaciones en este trabajo son a gran escala angular o longitudinal proyectada, el término con más influencia es el de segundo halo, pues el del primer halo muere rápidamente luego de algunos Mpc , como se puede observar en el gráfico. Es por esto mismo que para valores menores a $10 Mpc$, el término dominante es el de primer halo y el perfil de convergencia κ es muy diferente, por los efectos SZ. Para valores mayores a $10 Mpc$ se puede observar que las curvas coinciden adecuadamente hasta $\sim 30 Mpc$ donde se puede observar una caída en el perfil de convergencia, que podría estar relacionada a la existencia de otras aglomeraciones de materia no tenidas en cuenta en el término de segundo halo, que como se planteó

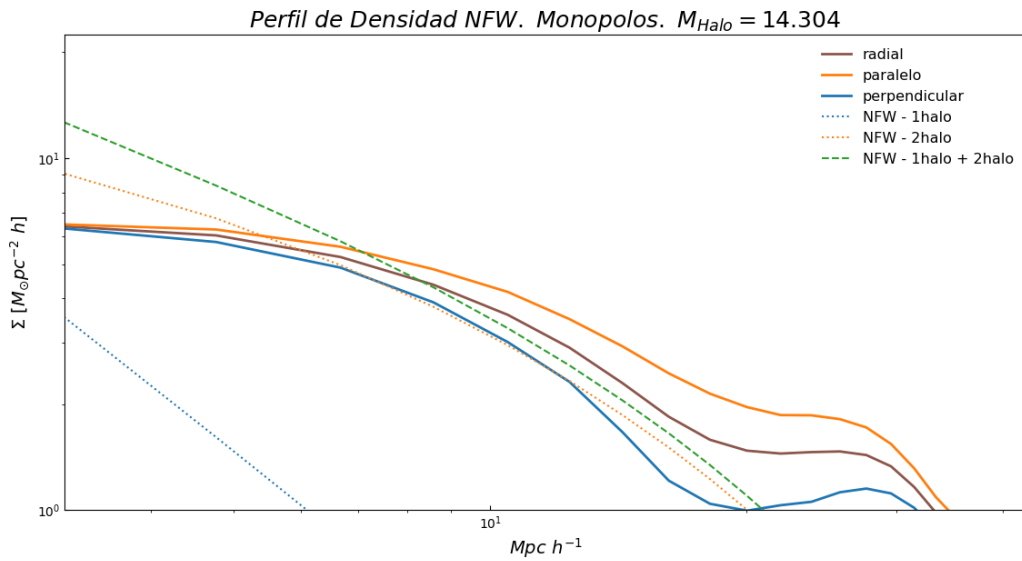


Figura 4.6: Estimación de la masa media logarítmica del halo $\langle M_{Halo} \rangle$ de la muestra S_L a partir de los términos monopoles del modelo teórico NFW de primer y segundo halo. En líneas sólidas, los perfiles de convergencia κ radial total (marrón), paralelo (naranja) y perpendicular (azul). En líneas punteadas, los términos monopoles de un halo (azul), dos halos (naranja) y la suma de ambos (verde). La escala utilizada es logarítmica para ambos ejes.

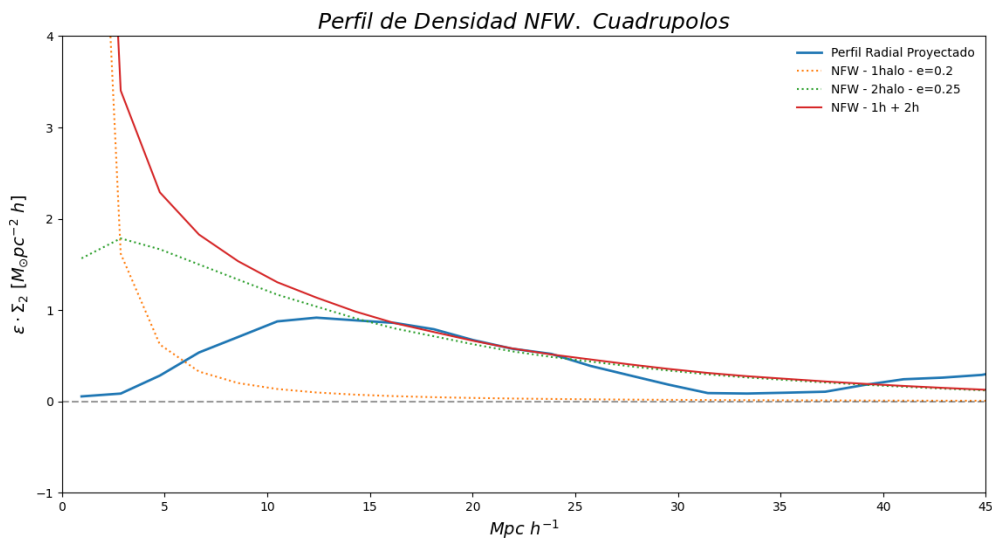


Figura 4.7: Estimación de las elipticidades medias ϵ_{1h} y ϵ_{2h} de la muestra S_L a partir de los términos cuadrupolares del modelo teórico NFW para primer y segundo halo. En azul, el perfil radial total de convergencia κ proyectado sobre el eje de la distribución de masa. En líneas punteadas, los términos cuadrupolares de un halo (naranja) y de dos halos (verde), con sus respectivas elipticidades. En rojo, la suma de ambos términos.

anteriormente, no es factible de análisis en estas escalas. Para valores $> 40 \text{ Mpc}$ el modelo y el perfil de convergencia κ , que se encuentra en la zona de ruido intrínseco del mapa CMB, no son significativos estadísticamente.

Conclusiones

En este trabajo se realizó un estudio estadístico de la convergencia de lentes κ obtenida a partir del mapa del Fondo de Radiación Cósmica de la misión *Planck 18* asociado a cúmulos ricos de galaxias extraídos del catálogo redMaPPer.

Se encontró un significativo exceso en los valores de convergencia alrededor de los cúmulos, extendiéndose decenas de $Mpc h^{-1}$ de los mismos. Al alinear los cúmulos respecto a la distribución de las galaxias miembro (típicamente en escalas $\lesssim 1 Mpc h^{-1}$), se halló una notable diferencia entre los perfiles de convergencia en las direcciones paralela y perpendicular. Esta diferencia persiste en todas las escalas analizadas indicando que la anisotropía en los cúmulos está fuertemente condicionada por la distribución de masa en escalas de $40 Mpc h^{-1}$ o más. Esto se ve reflejado en el hecho de que el perfil en la dirección paralela tiene significancia estadística en escalas mayores que la dirección perpendicular.

Se observó que en $\sim 20 Mpc h^{-1}$ los tres perfiles de convergencia (paralelo, perpendicular y total) muestran un exceso, el cuál se infiere que está relacionado con las superestructuras en el Universo. Además, la anisotropía es mayor en estas escalas, lo cuál da indicios de la coherencia de la distribución espacial y dinámica de las superestructuras y los cúmulos.

Se utilizó un modelo anisotrópico de densidad superficial de masa asociada a cúmulos en el escenario Λ CDM que da un razonable acuerdo con los resultados obtenidos en este trabajo, permitiendo estimar la masa y elipticidades medias de la muestra de cúmulos utilizada aún cuando el efecto Sunyaev-Zeldóvich es dominante en las regiones viriales disminuyendo los valores de los perfiles de convergencia. Se distingue un exceso con respecto al modelo de 2 halos a partir de $30 Mpc h^{-1}$ ya que el mismo no ha sido desarrollado para testear estas escalas. Las elipticidades obtenidas para los halos están en muy buen acuerdo con las esperadas en un modelo de materia oscura fría.

En resumen, este trabajo muestra, a través de resultados concretos, la gran potencialidad que poseen los mapas de convergencia obtenidos del Fondo Cósmico de Microondas, tanto por su extensión angular como por su profundidad de origen, para estudios de la distribución en gran escala del Universo, permitiendo análisis alternativos de los trabajos de lentes gravitacionales tradicionales.

Trabajo a Futuro

Con el objetivo de estudiar la estabilidad y la variación de las herramientas numéricas utilizadas se ampliará la muestra a distintos rangos de redshift y riqueza aprovechando la información completa del catálogo redMaPPer.

La inclusión de nuevos trazadores de masa a Gran Escala definidos a partir de mapas de densidad construidos con catálogos de galaxias permitirá caracterizar el entorno global y aportará un nuevo parámetro con el cual relacionar la muestra de cúmulos a su locación en la LSS para un estudio orientado al análisis de las propiedades de los mismos.

A través de la calibración de modelos teóricos de perfiles de halos de materia oscura se podrá estimar de mejor manera la masa M_{Halo} y la elipticidad ϵ de las distintas muestras de cúmulos.

Además, se profundizará el análisis de las anisotropías del Fondo Cósmico de Microondas utilizando diferentes mapas del mismo, como lo son el de Temperatura y Polarización para estudiar efectos como el ISW, OSW, entre otros.

Bibliografía

- [1] C. L. Bennett, A. J. Banday, K. M. Gorski, G. Hinshaw, P. Jackson, P. Keegstra, A. Kogut, G. F. Smoot, D. T. Wilkinson, and E. L. Wright. Four-Year COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations: Maps and Basic Results. , 464:L1, June 1996.
- [2] R. A. Sunyaev and Ya. B. Zeldovich. The interaction of matter and radiation in the hot model of the Universe, II. , 7(1):20–30, April 1970.
- [3] Antony Lewis and Anthony Challinor. Weak gravitational lensing of the CMB. , 429(1):1–65, June 2006.
- [4] William H. Press and Paul Schechter. Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. , 187:425–438, February 1974.
- [5] James E. Gunn and III Gott, J. Richard. On the Infall of Matter Into Clusters of Galaxies and Some Effects on Their Evolution. , 176:1, August 1972.
- [6] H. Luparello, M. Lares, D. G. Lambas, and N. Padilla. Future virialized structures: an analysis of superstructures in the SDSS-DR7. , 415(1):964–976, July 2011.
- [7] A. Kovács, P. Vielzeuf, I. Ferrero, P. Fosalba, U. Demirbozan, R. Miquel, C. Chang, N. Hamaus, G. Pollina, K. Bechtol, M. Becker, A. Carnero Rosell, M. Carrasco Kind, R. Cawthon, M. Crocce, A. Drlica-Wagner, J. Elvin-Poole, M. Gatti, G. Giannini, R. A. Gruendl, A. Porredon, A. J. Ross, E. S. Rykoff, I. Sevilla-Noarbe, E. Sheldon, B. Yanny, T. Abbott, M. Aguena, S. Allam, J. Annis, D. Bacon, G. Bernstein, E. Bertin, S. Bocquet, D. Brooks, D. Burke, J. Carretero, F. J. Castander, M. Costanzi, L. N. da Costa, M. E. S. Pereira, J. De Vicente, S. Desai, H. T. Diehl, J. Dietrich, A. Ferté, B. Flaugher, J. Frieman, J. Garcia-Bellido, E. Gaztañaga, D. Gerdes, T. Giannantonio, D. Gruen, J. Gschwend, G. Gutierrez, S. Hinton, D. L. Hollowood, K. Honscheid, D. Huterer, K. Kuehn, O. Lahav, M. Lima, M. March, J. Marshall, P. Melchior, F. Menanteau, R. Morgan, J. Muir, R. Ogando, A. Palmese, F. Paz-Chinchon, A. Pieres, A. Plazas Malagón, M. Rodriguez Monroy, A. Roodman, E. Sanchez, M. Schubnell, S. Serrano, M. Smith, E. Suchyta, G. Tarle, D. Thomas, C. H. To, T. N. Varga, and J. Weller. Dark Energy Survey Year 3 results: imprints of cosmic voids and superclusters in the Planck CMB lensing map. , July 2022.
- [8] Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, S. Basak, K. Benabed, J. P. Bernard,

- M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, E. Calabrese, J. F. Cardoso, J. Carron, A. Challinor, H. C. Chiang, L. P. L. Colombo, C. Combet, B. P. Crill, F. Cuttaia, P. de Bernardis, G. de Zotti, J. Delabrouille, E. Di Valentino, J. M. Diego, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, X. Dupac, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, Y. Fantaye, R. Fernandez-Cobos, F. Finelli, F. Forastieri, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frolov, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, M. Gerbino, T. Ghosh, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, J. Hamann, W. Handley, F. K. Hansen, D. Herranz, E. Hivon, Z. Huang, A. H. Jaffe, W. C. Jones, A. Karakci, E. Keihänen, R. Keskitalo, K. Kiiveri, J. Kim, L. Knox, N. Krachmalnicoff, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J. M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, F. Levrier, A. Lewis, M. Liguori, P. B. Lilje, V. Lindholm, M. López-Caniego, P. M. Lubin, Y. Z. Ma, J. F. Macías-Pérez, G. Maggio, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, A. Marcos-Caballero, M. Maris, P. G. Martin, E. Martínez-González, S. Matarrese, N. Mauri, J. D. McEwen, A. Melchiorri, A. Mennella, M. Migliaccio, M. A. Miville-Deschênes, D. Molinari, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, A. Moss, P. Natoli, L. Pagano, D. Paoletti, B. Partridge, G. Patanchon, F. Perrotta, V. Pettorino, F. Piacentini, L. Polastri, G. Polenta, J. L. Puget, J. P. Rachen, M. Reinecke, M. Remazeilles, A. Renzi, G. Rocha, C. Rosset, G. Roudier, J. A. Rubiño-Martín, B. Ruiz-Granados, L. Salvati, M. Sandri, M. Savelainen, D. Scott, C. Sirignano, R. Sunyaev, A. S. Suur-Uski, J. A. Tauber, D. Tavagnacco, M. Tenti, L. Toffolatti, M. Tomasi, T. Trombetti, J. Valiviita, B. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, M. White, S. D. M. White, A. Zacchei, and A. Zonca. Planck 2018 results. VIII. Gravitational lensing. , 641:A8, September 2020.
- [9] Qianjun Hang, Shadab Alam, Yan-Chuan Cai, and John A. Peacock. Stacked CMB lensing and ISW signals around superstructures in the DESI Legacy Survey. , 507(1):510–523, October 2021.
- [10] Peter Melchior, P. M. Sutter, Erin S. Sheldon, Elisabeth Krause, and Benjamin D. Wandelt. First measurement of gravitational lensing by cosmic voids in SDSS. , 440(4):2922–2927, June 2014.
- [11] C. Sánchez, J. Clampitt, A. Kovacs, B. Jain, J. García-Bellido, S. Nadathur, D. Gruen, N. Hamaus, D. Huterer, P. Vielzeuf, A. Amara, C. Bonnett, J. DeRose, W. G. Hartley, M. Jarvis, O. Lahav, R. Miquel, E. Rozo, E. S. Rykoff, E. Sheldon, R. H. Wechsler, J. Zuntz,

- T. M. C. Abbott, F. B. Abdalla, J. Annis, A. Benoit-Lévy, G. M. Bernstein, R. A. Bernstein, E. Bertin, D. Brooks, E. Buckley-Geer, A. Carnero Rosell, M. Carrasco Kind, J. Carretero, M. Crocce, C. E. Cunha, C. B. D’Andrea, L. N. da Costa, S. Desai, H. T. Diehl, J. P. Dietrich, P. Doel, A. E. Evrard, A. Fausti Neto, B. Flaugher, P. Fosalba, J. Frieman, E. Gaztanaga, R. A. Gruendl, G. Gutierrez, K. Honscheid, D. J. James, E. Krause, K. Kuehn, M. Lima, M. A. G. Maia, J. L. Marshall, P. Melchior, A. A. Plazas, K. Reil, A. K. Romer, E. Sanchez, M. Schubnell, I. Sevilla-Noarbe, R. C. Smith, M. Soares-Santos, F. Sobreira, E. Suchyta, G. Tarle, D. Thomas, A. R. Walker, J. Weller, and DES Collaboration. Cosmic voids and void lensing in the Dark Energy Survey Science Verification data. , 465(1):746–759, February 2017.
- [12] N. Jeffrey, M. Gatti, C. Chang, L. Whiteway, U. Demirbozan, A. Kovacs, G. Pollina, D. Bacon, N. Hamaus, T. Kacprzak, O. Lahav, F. Lanusse, B. Mawdsley, S. Nadathur, J. L. Starck, P. Vielzeuf, D. Zeurher, A. Alarcon, A. Amon, K. Bechtol, G. M. Bernstein, A. Campos, A. Carnero Rosell, M. Carrasco Kind, R. Cawthon, R. Chen, A. Choi, J. Cordero, C. Davis, J. DeRose, C. Doux, A. Drlica-Wagner, K. Eckert, F. Elsner, J. Elvin-Poole, S. Everett, A. Ferté, G. Giannini, D. Gruen, R. A. Gruendl, I. Harrison, W. G. Hartley, K. Herner, E. M. Huff, D. Huterer, N. Kuropatkin, M. Jarvis, P. F. Leget, N. MacCrann, J. McCullough, J. Muir, J. Myles, A. Navarro-Alsina, S. Pandey, J. Prat, M. Raveri, R. P. Rollins, A. J. Ross, E. S. Rykoff, C. Sánchez, L. F. Secco, I. Sevilla-Noarbe, E. Sheldon, T. Shin, M. A. Troxel, I. Tutusaus, T. N. Varga, B. Yanny, B. Yin, Y. Zhang, J. Zuntz, T. M. C. Abbott, M. Aguena, S. Allam, F. Andrade-Oliveira, M. R. Becker, E. Bertin, S. Bhargava, D. Brooks, D. L. Burke, J. Carretero, F. J. Castander, C. Conselice, M. Costanzi, M. Crocce, L. N. da Costa, M. E. S. Pereira, J. De Vicente, S. Desai, H. T. Diehl, J. P. Dietrich, P. Doel, I. Ferrero, B. Flaugher, P. Fosalba, J. García-Bellido, E. Gaztanaga, D. W. Gerdes, T. Giannantonio, J. Gschwend, G. Gutierrez, S. R. Hinton, D. L. Hollowood, B. Hoyle, B. Jain, D. J. James, M. Lima, M. A. G. Maia, M. March, J. L. Marshall, P. Melchior, F. Menanteau, R. Miquel, J. J. Mohr, R. Morgan, R. L. C. Ogando, A. Palmese, F. Paz-Chinchón, A. A. Plazas, M. Rodriguez-Monroy, A. Roodman, E. Sanchez, V. Scarpine, S. Serrano, M. Smith, M. Soares-Santos, E. Suchyta, G. Tarle, D. Thomas, C. To, J. Weller, and DES Collaboration. Dark Energy Survey Year 3 results: Curved-sky weak lensing mass map reconstruction. , 505(3):4626–4645, August 2021.
- [13] Massimo Meneghetti. *Introduction to Gravitational Lensing: With Python Examples*. 2022.

- [14] M. Bartelmann and P. Schneider. Weak gravitational lensing. , 340(4-5):291–472, January 2001.
- [15] Ramesh Narayan and Matthias Bartelmann. Lectures on Gravitational Lensing. *arXiv e-prints*, pages astro-ph/9606001, June 1996.
- [16] Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami, F. Arroja, M. Ashdown, J. Aumont, C. Bacigalupi, M. Ballardini, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, S. Basak, R. Battye, K. Benabed, J. P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, R. C. Butler, E. Calabrese, J. F. Cardoso, J. Carron, B. Casaponsa, A. Challinor, H. C. Chiang, L. P. L. Colombo, C. Combet, D. Contreras, B. P. Crill, F. Cuttaia, P. de Bernardis, G. de Zotti, J. Delabrouille, J. M. Delouis, F. X. Désert, E. Di Valentino, C. Dickinson, J. M. Diego, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, X. Dupac, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, E. Falgarone, Y. Fantaye, J. Fergusson, R. Fernandez-Cobos, F. Finelli, F. Forastieri, M. Frailis, E. Franceschi, A. Frolov, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, M. Gerbino, T. Ghosh, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, J. Hamann, W. Handley, F. K. Hansen, G. Helou, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, Z. Huang, A. H. Jaffe, W. C. Jones, A. Karakci, E. Keihänen, R. Keskitalo, K. Kiiveri, J. Kim, T. S. Kisner, L. Knox, N. Krachmalnicoff, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J. M. Lamarre, M. Langer, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, J. P. Leahy, J. Lesgourgues, F. Levrier, A. Lewis, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Lilley, V. Lindholm, M. López-Caniego, P. M. Lubin, Y. Z. Ma, J. F. Macías-Pérez, G. Maggio, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, A. Marcos-Caballero, M. Maris, P. G. Martin, M. Martinelli, E. Martínez-González, S. Matarrese, N. Mauri, J. D. McEwen, P. D. Meerburg, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, A. Mennella, M. Migliaccio, M. Millea, S. Mitra, M. A. Miville-Deschênes, D. Molinari, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, A. Moss, S. Mottet, M. Münchmeyer, P. Natoli, H. U. Nørgaard-Nielsen, C. A. Oxborrow, L. Pagano, D. Paoletti, B. Partridge, G. Patanchon, T. J. Pearson, M. Peel, H. V. Peiris, F. Perrotta, V. Pettorino, F. Piacentini, L. Polastri, G. Polenta, J. L. Puget, J. P. Rachen, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, A. Renzi, G. Rocha, C. Rosset, G. Roudier, J. A. Rubiño-Martín, B. Ruiz-Granados, L. Salvati, M. Sandri, M. Savelainen, D. Scott, E. P. S. Shellard, M. Shiraishi, C. Sirignano, G. Sirri, L. D. Spencer, R. Sunyaev, A. S. Suur-Uski, J. A. Tauber, D. Tavagnacco, M. Tenti, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, T. Trombetti, J. Valiviita, B. Van Tent, L. Vibert, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, M. White,

- S. D. M. White, A. Zacchei, and A. Zonca. Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck. , 641:A1, September 2020.
- [17] Y. P. Jing and Yasushi Suto. Triaxial Modeling of Halo Density Profiles with High-Resolution N-Body Simulations. , 574(2):538–553, August 2002.
- [18] Andrea V. Macciò, Oleg Ruchayskiy, Alexey Boyarsky, and Juan C. Muñoz-Cuartas. The inner structure of haloes in cold+warm dark matter models. , 428(1):882–890, January 2013.
- [19] Keiichi Umetsu, Elinor Medezinski, Mario Nonino, Julian Merten, Marc Postman, Massimo Meneghetti, Megan Donahue, Nicole Czakon, Alberto Molino, Stella Seitz, Daniel Gruen, Doron Lemze, Narciso Benitez, Andrea Biviano, Thomas Broadhurst, Holland Ford, Claudio Grillo, Anton Koekemoer, Peter Melchior, and Adi Zitrin. Clash: Weak-lensing shear-and-magnification analysis of 20 galaxy clusters. *The Astrophysical Journal*, 795, 04 2014.
- [20] Martín Chalela, Elizabeth Johana Gonzalez, Diego Garcia Lambas, and Gael Foëx. Compact Groups analysis using weak gravitational lensing. , 467(2):1819–1829, May 2017.
- [21] A. Morandi, M. Limousin, Y. Rephaeli, K. Umetsu, R. Barkana, T. Broadhurst, and H. Dahle. Triaxiality and non-thermal gas pressure in Abell 1689. 416:2567–2573, October 2011.
- [22] M. Limousin, A. Morandi, M. Sereno, M. Meneghetti, S. Ettori, M. Bartelmann, and T. Verdugo. The Three-Dimensional Shapes of Galaxy Clusters. 177:155–194, August 2013.
- [23] G. Gamow. The Origin of Elements and the Separation of Galaxies. *Physical Review*, 74(4):505–506, August 1948.
- [24] Ralph A. Alpher and Robert C. Herman. Theory of the Origin and Relative Abundance Distribution of the Elements. *Reviews of Modern Physics*, 22(2):153–212, April 1950.
- [25] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. , 142:419–421, July 1965.
- [26] D. J. Fixsen. The Temperature of the Cosmic Microwave Background. , 707(2):916–920, December 2009.
- [27] Kevin Cahill. Flat space, dark energy, and the cosmic microwave background. *European Journal of Physics*, 41(3):035603, May 2020.
- [28] Ruth Durrer. *The Cosmic Microwave Background*. Cambridge University Press, 2 edition, 2020.

- [29] Alan H. Guth. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D*, 23:347–356, Jan 1981.
- [30] Wayne Hu. Lecture Notes on CMB Theory: From Nucleosynthesis to Recombination. *arXiv e-prints*, page arXiv:0802.3688, February 2008.
- [31] Bartjan van Tent. Non-Gaussianity in Cosmology: from Inflation to the CMB. *arXiv e-prints*, page arXiv:2107.10802, July 2021.
- [32] Wayne Hu. Concepts in CMB Anisotropy Formation. In Enrique Martinez-Gonzalez and Jose L. Sanz, editors, *The Universe at High-z, Large-Scale Structure and the Cosmic Microwave Background*, volume 470, page 207. 1996.
- [33] A. Blanchard and J. Schneider. Gravitational lensing effect on the fluctuations of the cosmic background radiation. , 184(1-2):1–6, October 1987.
- [34] Matias Zaldarriaga and Uro š Seljak. Gravitational lensing effect on cosmic microwave background polarization. *Phys. Rev. D*, 58:023003, Jun 1998.
- [35] R. K. Sachs and A. M. Wolfe. Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background. , 147:73, January 1967.
- [36] S. D. M. White and M. J. Rees. Core condensation in heavy halos: a two-stage theory for galaxy formation and clustering. , 183:341–358, May 1978.
- [37] Ignacio Ferreras. *Fundamentals of Galaxy Dynamics, Formation and Evolution*. UCL Press, 2019.
- [38] Steven R. Furlanetto and Tsvi Piran. The evidence of absence: galaxy voids in the excursion set formalism. , 366(2):467–479, February 2006.
- [39] M. Einasto, J. Einasto, V. Müller, P. Heinämäki, and D. L. Tucker. Environmental enhancement of loose groups around rich clusters of galaxies. , 401:851–862, April 2003.
- [40] J. Einasto, E. Tago, M. Einasto, E. Saar, I. Suhhonenko, P. Heinämäki, G. Hütsi, and D. L. Tucker. Toward understanding environmental effects in SDSS clusters. , 439(1):45–58, August 2005.
- [41] H. E. Luparello, M. Lares, C. Y. Yaryura, D. Paz, N. Padilla, and D. G. Lambas. Effects of superstructure environment on galaxy groups. , 432(2):1367–1374, June 2013.

- [42] Ignacio G. Alfaro, Facundo Rodriguez, Andrés N. Ruiz, and Diego Garcia Lambas. How galaxies populate haloes in very low-density environments. An analysis of the halo occupation distribution in cosmic voids. , 638:A60, June 2020.
- [43] Neta A. Bahcall and Renyue Cen. Galaxy Clusters and Cold Dark Matter: A Low-Density Unbiased Universe? , 398:L81, October 1992.
- [44] Quan Guo, E. Tempel, and N. I. Libeskind. Galaxies in filaments have more satellites: The influence of the cosmic web on the satellite luminosity function in the sdss. *The Astrophysical Journal*, 800(2):112, feb 2015.
- [45] E. Tempel, Q. Guo, R. Kipper, and N. I. Libeskind. The alignment of satellite galaxies and cosmic filaments: observations and simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450(3):2727–2738, 05 2015.
- [46] J. C. Muñoz-Cuartas, A. V. Macciò, S. Gottlöber, and A. A. Dutton. The redshift evolution of Λ cold dark matter halo parameters: concentration, spin and shape. , 411(1):584–594, February 2011.
- [47] Y. Hoffman and J. Shaham. Local density maxima: progenitors of structure. , 297:16–22, October 1985.
- [48] D. Syer and Simon D. M. White. Dark halo mergers and the formation of a universal profile. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 293(4):337–342, 02 1998.
- [49] Julio F. Navarro, Carlos S. Frenk, and Simon D. M. White. The Structure of Cold Dark Matter Halos. , 462:563, May 1996.
- [50] Alister W. Graham, David Merritt, Ben Moore, Jürg Diemand, and Balša Terzić. Empirical models for dark matter halos. ii. inner profile slopes, dynamical profiles, and ρ/σ^3 . *The Astronomical Journal*, 132(6):2701, nov 2006.
- [51] Elizabeth J. Gonzalez, Martín Makler, Diego García Lambas, Martín Chalela, Maria E. S. Pereira, Ludovic Van Waerbeke, HuanYuan Shan, and Thomas Erben. Measuring the surface mass density ellipticity of redMaPPer galaxy clusters using weak lensing. , 501(4):5239–5256, March 2021.
- [52] I. Sevilla-Noarbe, K. Bechtol, M. Carrasco Kind, A. Carnero Rosell, M. R. Becker, A. Drlica-Wagner, R. A. Gruendl, E. S. Rykoff, E. Sheldon, B. Yanny, A. Alarcon, S. Allam, A. Amon,

- A. Benoit-Lévy, G. M. Bernstein, E. Bertin, D. L. Burke, J. Carretero, A. Choi, H. T. Diehl, S. Everett, B. Flaugher, E. Gaztanaga, J. Gschwend, I. Harrison, W. G. Hartley, B. Hoyle, M. Jarvis, M. D. Johnson, R. Kessler, R. Kron, N. Kuropatkin, B. Leistedt, T. S. Li, F. Menanteau, E. Morganson, R. L. C. Ogando, A. Palmese, F. Paz-Chinchón, A. Pieres, C. Pond, M. Rodriguez-Monroy, J. Allyn Smith, K. M. Stringer, M. A. Troxel, D. L. Tucker, J. de Vicente, W. Wester, Y. Zhang, T. M. C. Abbott, M. Aguena, J. Annis, S. Avila, S. Bhargava, S. L. Bridle, D. Brooks, D. Brout, F. J. Castander, R. Cawthon, C. Chang, C. Conselice, M. Costanzi, M. Croce, L. N. da Costa, M. E. S. Pereira, T. M. Davis, S. Desai, J. P. Dietrich, P. Doel, K. Eckert, A. E. Evrard, I. Ferrero, P. Fosalba, J. García-Bellido, D. W. Gerdes, T. Giannantonio, D. Gruen, G. Gutierrez, S. R. Hinton, D. L. Hollowood, K. Honscheid, E. M. Huff, D. Huterer, D. J. James, T. Jeltema, K. Kuehn, O. Lahav, C. Lidman, M. Lima, H. Lin, M. A. G. Maia, J. L. Marshall, P. Martini, P. Melchior, R. Miquel, J. J. Mohr, R. Morgan, E. Neilsen, A. A. Plazas, A. K. Romer, A. Roodman, E. Sanchez, V. Scarpine, M. Schubnell, S. Serrano, M. Smith, E. Suchyta, G. Tarle, D. Thomas, C. To, T. N. Varga, R. H. Wechsler, J. Weller, R. D. Wilkinson, and DES Collaboration. Dark Energy Survey Year 3 Results: Photometric Data Set for Cosmology. , 254(2):24, June 2021.
- [53] E. S. Rykoff, E. Rozo, D. Hollowood, A. Bermeo-Hernandez, T. Jeltema, J. Mayers, A. K. Romer, P. Rooney, A. Saro, C. Vergara Cervantes, R. H. Wechsler, H. Wilcox, T. M. C. Abbott, F. B. Abdalla, S. Allam, J. Annis, A. Benoit-Lévy, G. M. Bernstein, E. Bertin, D. Brooks, D. L. Burke, D. Capozzi, A. Carnero Rosell, M. Carrasco Kind, F. J. Castander, M. Childress, C. A. Collins, C. E. Cunha, C. B. D'Andrea, L. N. da Costa, T. M. Davis, S. Desai, H. T. Diehl, J. P. Dietrich, P. Doel, A. E. Evrard, D. A. Finley, B. Flaugher, P. Fosalba, J. Frieman, K. Glazebrook, D. A. Goldstein, D. Gruen, R. A. Gruendl, G. Gutierrez, M. Hilton, K. Honscheid, B. Hoyle, D. J. James, S. T. Kay, K. Kuehn, N. Kuropatkin, O. Lahav, G. F. Lewis, C. Lidman, M. Lima, M. A. G. Maia, R. G. Mann, J. L. Marshall, P. Martini, P. Melchior, C. J. Miller, R. Miquel, J. J. Mohr, R. C. Nichol, B. Nord, R. Ogando, A. A. Plazas, K. Reil, M. Sahlén, E. Sanchez, B. Santiago, V. Scarpine, M. Schubnell, I. Sevilla-Noarbe, R. C. Smith, M. Soares-Santos, F. Sobreira, J. P. Stott, E. Suchyta, M. E. C. Swanson, G. Tarle, D. Thomas, D. Tucker, S. Uddin, P. T. P. Viana, V. Vikram, A. R. Walker, Y. Zhang, and DES Collaboration. The RedMaPPer Galaxy Cluster Catalog From DES Science Verification Data. 224(1):1, May 2016.
- [54] E. S. Rykoff, E. Rozo, M. T. Busha, C. E. Cunha, A. Finoguenov, A. Evrard, J. Hao, B. P. Koester, A. Leauthaud, B. Nord, M. Pierre, R. Reddick, T. Sadibekova, E. S. Sheldon, and

- R. H. Wechsler. *redMaPPer. I. Algorithm and SDSS DR8 Catalog.* , 785(2):104, April 2014.
- [55] Hiroaki Aihara, Carlos Allende Prieto, Deokkeun An, Scott F. Anderson, Éric Aubourg, Eduardo Balbinot, Timothy C. Beers, Andreas A. Berlind, Steven J. Bickerton, Dmitry Bizyaev, Michael R. Blanton, John J. Bochanski, Adam S. Bolton, Jo Bovy, W. N. Brandt, J. Brinkmann, Peter J. Brown, Joel R. Brownstein, Nicolas G. Busca, Heather Campbell, Michael A. Carr, Yanmei Chen, Cristina Chiappini, Johan Comparat, Natalia Connolly, Marina Cortes, Rupert A. C. Croft, Antonio J. Cuesta, Luiz N. da Costa, James R. A. Davenport, Kyle Dawson, Saurav Dhital, Anne Ealet, Garrett L. Ebelke, Edward M. Edmondson, Daniel J. Eisenstein, Stephanie Escoffier, Massimiliano Esposito, Michael L. Evans, Xiaohui Fan, Bruno Femenía Castellá, Andreu Font-Ribera, Peter M. Frinchaboy, Jian Ge, Bruce A. Gillespie, G. Gilmore, Jonay I. González Hernández, J. Richard Gott, Andrew Gould, Eva K. Grebel, James E. Gunn, Jean-Christophe Hamilton, Paul Harding, David W. Harris, Suzanne L. Hawley, Frederick R. Hearty, Shirley Ho, David W. Hogg, Jon A. Holtzman, Klaus Honscheid, Naohisa Inada, Inese I. Ivans, Linhua Jiang, Jennifer A. Johnson, Cathy Jordan, Wendell P. Jordan, Eyal A. Kazin, David Kirkby, Mark A. Klaene, G. R. Knapp, Jean-Paul Kneib, C. S. Kochanek, Lars Koesterke, Juna A. Kollmeier, Richard G. Kron, Hubert Lampeitl, Dustin Lang, Jean-Marc Le Goff, Young Sun Lee, Yen-Ting Lin, Daniel C. Long, Craig P. Loomis, Sara Lucatello, Britt Lundgren, Robert H. Lupton, Zhibo Ma, Nicholas MacDonald, Suvrath Mahadevan, Marcio A. G. Maia, Martin Makler, Elena Malanushenko, Viktor Malanushenko, Rachel Mandelbaum, Claudia Maraston, Daniel Margala, Karen L. Masters, Cameron K. McBride, Peregrine M. McGehee, Ian D. McGreer, Brice Ménard, Jordi Miralda-Escudé, Heather L. Morrison, F. Mullally, Demitri Muna, Jeffrey A. Munn, Hitoshi Murayama, Adam D. Myers, Tracy Naugle, Angelo Fausti Neto, Duy Cuong Nguyen, Robert C. Nichol, Robert W. O’Connell, Ricardo L. C. Ogando, Matthew D. Olmstead, Daniel J. Oravetz, Nikhil Padmanabhan, Nathalie Palanque-Delabrouille, Kaike Pan, Parul Pandey, Isabelle Pâris, Will J. Percival, Patrick Petitjean, Robert Pfaffenberger, Janine Pforr, Stefanie Phleps, Christophe Pichon, Matthew M. Pieri, Francisco Prada, Adrian M. Price-Whelan, M. Jordan Raddick, Beatriz H. F. Ramos, Céline Reylé, James Rich, Gordon T. Richards, Hans-Walter Rix, Annie C. Robin, Helio J. Rocha-Pinto, Constance M. Rockosi, Natalie A. Roe, Emmanuel Rollinde, Ashley J. Ross, Nicholas P. Ross, Bruno M. Rossetto, Ariel G. Sánchez, Conor Sayres, David J. Schlegel, Katharine J. Schlesinger, Sarah J. Schmidt, Donald P. Schneider, Erin Sheldon, Yiping Shu, Jennifer Simmerer, Audrey E. Simmons, Thirupathi Sivarani, Stephanie A. Snedden, Jennifer S. Sobeck, Matthias Steinmetz,

- Michael A. Strauss, Alexander S. Szalay, Masayuki Tanaka, Aniruddha R. Thakar, Daniel Thomas, Jeremy L. Tinker, Benjamin M. Tofflemire, Rita Tojeiro, Christy A. Tremonti, Jan Vandenberg, M. Vargas Magaña, Licia Verde, Nicole P. Vogt, David A. Wake, Ji Wang, Benjamin A. Weaver, David H. Weinberg, Martin White, Simon D. M. White, Brian Yanny, Naoki Yasuda, Christophe Yèche, and Idit Zehavi. The Eighth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey: First Data from SDSS-III. , 193(2):29, April 2011.
- [56] K. M. Górski, E. Hivon, A. J. Banday, B. D. Wandelt, F. K. Hansen, M. Reinecke, and M. Bartelmann. HEALPix: A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. , 622(2):759–771, April 2005.
- [57] Elizabeth Johana Gonzalez, Facundo Rodriguez, Diego García Lambas, Manuel Merchán, Gael Foëx, and Martín Chalela. Weak-lensing measurement of the mass-richness relation using the SDSS data base. , 465(2):1348–1357, February 2017.
- [58] Candace Oaxaca Wright and Tereasa G. Brainerd. Gravitational Lensing by NFW Halos. , 534(1):34–40, May 2000.
- [59] Priyamvada Natarajan and Alexandre Réfrégier. Two-dimensional galaxy-galaxy lensing: A direct measure of the flattening and alignment of light and mass in galaxies. *The Astrophysical Journal Letters*, 538:L113 – L116, 2000.
- [60] Anja von der Linden, Adam Mantz, Steven W. Allen, Douglas E. Applegate, Patrick L. Kelly, R. Glenn Morris, Adam Wright, Mark T. Allen, Patricia R. Burchat, David L. Burke, David Donovan, and Harald Ebeling. Robust weak-lensing mass calibration of Planck galaxy clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 443(3):1973–1978, 07 2014.
- [61] Ryoma Murata, Masamune Oguri, Takahiro Nishimichi, Masahiro Takada, Rachel Mandelbaum, Surhud More, Masato Shirasaki, Atsushi J Nishizawa, and Ken Osato. The mass-richness relation of optically selected clusters from weak gravitational lensing and abundance with Subaru HSC first-year data. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 71(5), 09 2019. 107.
- [62] Elizabeth J. Gonzalez, Kai Hoffmann, Enrique Gaztañaga, Diego R. García Lambas, Pablo Fosalba, Martin Crocce, Francisco J. Castander, and Martín Makler. Accurate dark-matter halo elongation from weak-lensing stacking analysis. , 517(4):4827–4844, December 2022.
- [63] Uroš Seljak and Michael S. Warren. Large-scale bias and stochasticity of haloes and dark matter. , 355(1):129–136, November 2004.