



UNIVERSIDAD DE SALAMANCA  
FACULTAD DE CIENCIAS  
Departamento de Física Fundamental  
Área de Física Teórica

# CONSTRAINING ALTERNATIVE THEORIES OF GRAVITY WITH ASTROPHYSICAL AND COSMOLOGICAL DATASETS

PHD. THESIS

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE DOCTOR

Ivan de Martino

September 2014







## Publications

Esta tesis está basada en varios artículos publicados en los últimos cuatro años. El capítulo 2 y siguientes corresponden a artículos publicados o enviados, como sigue

- Publicados:

### Capítulo 2

- ✓ *Capozziello S., De Laurentis M., De Martino I., Formisano M., Odintsov S.D.*, 'Jeans analysis of self-gravitating systems in  $f(R)$ -gravity', *Phys. Rev. D*, **85**, 044022, 2012.

### Capítulo 3

- ✓ *Mariafelicia De Laurentis, Ivan De Martino*, 'Testing  $f(R)$ -theories using the first time derivative of the orbital period of the binary pulsars', *MNRAS*, **431**, 741D, 2013.

### Capítulo 4

- ✓ *I. De Martino, M. de Laurentis, F. Atrio-Barandela, S. Capozziello*, 'Constraining  $f(R)$  gravity with Planck data on galaxy cluster', *MNRAS*, **442**, 921, 2014.

### Capítulo 5

- ✓ *I. de Martino, F. Atrio-Barandela, A. da Silva, H. Ebeling, A. Kashlinsky, D. Kocevski, Carlos J.A.P. Martins*, 'Measuring the redshift dependence of the CMB monopole temperature with PLANCK data. ', *ApJ*, **757**, 144, 2012.

- Enviados:

### Chapter 3

- ✓ *Mariafelicia De Laurentis, Ivan De Martino*, 'Probing  $f(R)$ -gravity by PSR J0348 + 0432', arXiv:1310.0711v2.



# Índice general

<b>1. Resumen</b>	<b>1</b>
1.1. Motivación y Plan de la Tesis . . . . .	1
1.2. El Universo en evolución: Teoría y Observaciones. . . . .	2
1.3. La inestabilidad de Jeans en teorías $f(R)$ . . . . .	4
1.4. Emisión de Ondas Gravitatorias en Teorías Extendidas de la Gravedad .	7
1.5. Perfiles de Cúmulos de Galaxias en ETG. . . . .	8
1.6. Evolución de la temperatura del Fondo Cósmico de Microondas con el redshift. . . . .	12
1.7. Conclusiones y perspectivas futuras. . . . .	15

## Acrónimos

Para facilitar la comparación los acrónimos son iguales a los que se utilizan en la versión inglesa.

2dF	Two-degree-Field Galaxy Redshift Survey; muestreo de galaxias en un campo de dos grados.
BH	Black Hole; agujero negro.
CL	Confidence Level; intervalo de confianza.
CMB	Cosmic Microwave Background; fondo cósmico de microondas.
DE	Dark Energy; energía oscura.
DM	Dark Matter; materia oscura.
ETGs	Extend Theories of Gravity; teorías de la gravedad extendidas.
FLRW	Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker metric; métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker.
GR	General Relativity; relatividad General
GWs	Gravitational Waves; ondas gravitatorias.
HFI	High Frequency Instrument; instrumento de alta frecuencia.
ICM	Intra Cluster Medium; medio intra-cúmulo.
ISM	Inter Stellar Medium; medio inter-estelar.
ILC	Internal Linear Combination; combinación lineal interna.
KSZ	Kinetic Sunyaev-Zeldovich effect, efecto Sunyaev-Zel'dovich cinemático.
LG	Local Group; grupo local.
LSS	Large Scale Structure; estructura a gran escala.
LFI	Low Frequency Instrument; instrumento a baja frecuencia.
LHC	Large Hadron Collider; gran colisionador de hadrones.
$\Lambda$ CDM	Lambda Cold Dark Matter; modelo Lambda-materia oscura fría.
NFW	Navarro-Frenk-White
NS	Neutron Star; estrella de neutrones.
QM	Quantum Mechanics; mecánica cuántica.
QFT	Quantum Field Theory; teoría cuántica de campos.
SDSS	Sloan Digital Sky Survey, muestreo digital del cielo Sloan.
SPT	South Pole Telescope; telescopio del Polo Sur.
SR	Special Relativity; relatividad especial.
SN	SuperNova; supernova
SNeIa	SuperNovae Type Ia; supernova tipo Ia.
SZ	Sunyaev-Zeldovich effect; efecto Sunyaev-Zeldovich.
TSZ	Thermal Sunyaev-Zeldovich effect; efecto Sunyaev-Zeldovich térmico.
WD	White Dwarf; enana blanca.

WMAP Wilkinson Microwave Anisotropy Probe; sonda para la medida de anisotropías de microondas Wilkinson.

## Símbolos y notación.

$x^\mu = (t, x^1, x^2, x^3)$	Coordenadas en Relatividad General y Teorías Extendidas de la Gravedad
$d_A(z)$	Distancia angular
$d_L(z)$	Distancia de luminosidad
$f$	Función de distribución
$f^{(0)}$	Función de distribución en el equilibrio
$f^{(1)}$	Perturbacion a primer orden de la función de distribución
$G$	Constante gravitatoria
$g(\nu)$	Dependencia del efecto SZ con la frecuencia
$g_{\mu\nu}$	Tensor Métrico
$h_{\mu\nu}$	Perturbaciones a primer orden del tensor métrico
$h_{ij}^{TT}$	tensor sin traza transverso
$H_0$	Valor actual de la constante de Hubble
$H(z)$	Ritmo de expansión del Universo
$k_B$	Constante de Boltzmann
$M_J$	Masa de Jeans
$M_{vir}$	Masa virial
$n_e(r)$	Número de electrones por unidad de volumen
$m_e$	Masa del electrón
$m_p$	Masa del protón
$P_b$	Periodo orbital de un sistema binario
$\dot{P}_b$	Derivada temporal del periodo de un sistema binario
$R_{\mu\nu}$	Tensor de Ricci
$R$	Escalar de Ricci
$R_{\mu\nu\beta}^\alpha$	Tensor de Riemann
$r_{vir}$	Radio virial
$T_e(r)$	Temperatura electrónica
$T_0$	Temperatura del CMB a redshift $z = 0$
$T_{\mu\nu}$	Tensor energía-impulso
$x_\mu$	Coordenadas en un sistema de referencia
$\lambda_J$	Longitud de Jeans

---

$\eta_{\mu\nu}$	Métrica de Minkowski
$\rho_c$	Densidad Crítica del Universo
$\sigma_T$	Sección eficaz de Thomson
$\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$	Símbolo de Christoffel (conexión afín)
$\Omega_b(z)$	Densidad bariónica
$\Omega_b^{(0)}$	Valor actual de la densidad bariónica
$\Omega_k(z)$	Densidad de curvatura
$\Omega_k^{(0)}$	Valor actual de la densidad de curvatura
$\Omega_m(z)$	Densidad de materia
$\Omega_m^{(0)}$	Valor actual de la densidad de materia
$\Omega_r(z)$	Densidad de radiación
$\Omega_r^{(0)}$	Valor actual de la densidad de radiación
$\Omega_\Lambda(z)$	Densidad de energía oscura
$\Omega_\Lambda^{(0)}$	Valor actual de la densidad de energía oscura



# Resumen

## 1.1. Motivación y Plan de la Tesis

En la actualidad, la teoría General de la Relatividad (GR) es la teoría que mejor describe la dinámica de sistemas sometidos a la acción de un campo gravitatorio. En el sistema solar, la precesión del perihelio de mercurio, la deflexión de la luz y el corrimiento al rojo gravitatorio sirven para verificar la corrección de la teoría en campos gravitatorios débiles. En el límite de campos gravitatorios intensos, la dinámica de sistemas como el doble púlsar de Hulse-Taylor han permitido verificar la existencia de ondas gravitatorias. A escalas cosmológicas, las nuevas observaciones de galaxias, cúmulos de galaxias, estructura a gran escala y anisotropías de la radiación de fondo han permitido fundamentar el modelo cosmológico estándar. La formación de estructura y el período actual de expansión acelerada pueden describirse en el contexto de la Relatividad General introduciendo dos nuevas componentes materiales: Materia Oscura y Energía Oscura. La aceleración de la expansión del Universo se explica por la existencia de una constante cosmológica o, de forma más general, por la acción de un campo escalar.

El modelo cosmológico estándar se denomina  $\Lambda$ CDM, atendiendo a las dos componentes materiales, constante cosmológica y materia oscura, que dominan la dinámica del Universo. La mayor limitación de este modelo es que estas dos componentes materiales, las más importantes del modelo, se desconocen; no se han identificado en el laboratorio. En consecuencia, puede entenderse que la teoría relativista de la gravitación no describe el comportamiento del Universo en su conjunto. Además, y a pesar de sus éxitos, la Relatividad General no puede ser la teoría definitiva de la interacción gravitatoria pues no es una teoría cuántica. Si sólo es una teoría aproximada del campo gravitatorio, cabe especular que la formación de galaxias o la expansión acelerada no sean resultado de nuevas componentes materiales sino de efectos gravitatorios no incluidos en la teoría de Einstein. En esta tesis vamos a estudiar si Teorías Extendidas de la Gravedad (ETGs),

generalizaciones de la RG y que la contienen en determinado límite, pueden explicar todos los fenómenos gravitatorios, desde la escala del sistema solar, pasando por la dinámica de sistemas binarios de objetos colapsados, la dinámica de cúmulos de galaxias o la dinámica del Universo. En consecuencia, en vez de incluir términos adicionales en el tensor energía-impulso, postulamos cambiar la descripción geométrica en el lagrangiano de Einstein-Hilbert que ahora adoptará la forma:

$$\mathcal{L} = F(R, \square R, \square^2 R, \dots, \square^k R, \phi) - \frac{\epsilon}{2} g^{\mu\nu} \phi_{;\mu} \phi_{;\nu} + 2\kappa \mathcal{L}^{(m)}$$

En esta tesis concentraremos nuestra atención en una familia particular de ETGs denominadas  $f(R)$ , en que en el lagrangiano de Einstein-Hilbert depende de una función genérica del escalar de curvatura  $R$ . Estudiaremos las predicciones de teorías tipo  $f(R)$  en distintos escenarios astronómicos y cosmológicos para contrastarlas con las observaciones. De manera resumida, en la Sec. 1.2 (correspondiente al Capítulo 1 de la tesis) haremos una introducción general al contexto científico de los problemas que se abordan. En la Sec. 1.3 (capítulo 2), estudiaremos el proceso de formación estelar en estas teorías para determinar las diferencias con idénticos procesos en Relatividad General. En la Sec. 1.4 (capítulo 3) estudiaremos la emisión de ondas gravitatorias en sistemas binarios y compararemos los resultados con las medidas de la variación del período de sistemas binarios de púlsares. En la Sec. 1.5 (capítulo 4) estudiaremos los perfiles de presión en cúmulos de galaxias y compararemos los resultados con las observaciones de las anisotropías en el fondo cósmico de microondas debido al efecto Sunyaev-Zeldovich. Por último, en la Sec. 1.6 (capítulo 5) veremos cómo las medidas de las fluctuaciones de temperatura del satélite Planck pueden restringir desviaciones de la evolución adiabática del Universo.

## 1.2. El Universo en evolución: Teoría y Observaciones.

Inicialmente, el modelo de Big-Bang se impone como paradigma cosmológico a finales de los años 60 gracias a tres observaciones fundamentales: La expansión del Universo, descubierta por Hubble, la abundancia de elementos ligeros y la existencia de un fondo cósmico de microondas (CMB) que estableció que el Universo había estado en equilibrio termodinámico en una época temprana de su historia evolutiva. En este modelo, la geometría del Universo viene descrita por

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (\sin^2 \theta d\phi^2 + d\theta^2) \right] \quad (1.1)$$

En este sistema de referencia, los observadores comóviles se caracterizan por que sus coordenadas son constantes. La expansión del Universo viene determinada por el factor de escala  $a(t)$ . La luz sufre un corrimiento al rojo debido a la expansión denominado

*redshift*, que se representa por  $z$ , y que puede determinarse observacionalmente comparando las líneas espectrales emitidas por el objeto y las recibidas por el observador:

$$z \equiv \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} - 1 = \frac{a(t_0)}{a(t_e)} - 1 = \frac{a(t_0) - a(t_e)}{a(t_e)} > 0, \quad (1.2)$$

Observaciones de la distribución de galaxias, supernovas (SNs) a alto redshift, lentes gravitatorias y distorsiones en el espacio de redshift han proporcionado información complementaria que ha ayudado a romper la degeneración en los parámetros cosmológicos, complementaria a lo obtenidos a partir de los datos de CMB. Especialmente interesantes son los resultados obtenidos a partir de la medida del espectro de potencias de 2dF (Percival et al., 2001, Pope et al., 2004), y SDSS (Tegmark et al., 2004). Distancias de luminosidad obtenidas a partir de SNIa a alto redshift han permitido medir la expansión del Universo hasta corrimientos al rojo cercanos a  $z \sim 1,8$  (Riess et al. (2004), Astier et al. (2006), Clocchiati (2006), Suzuki et al. (2012)).

Debido a su simplicidad y capacidad de explicar muchas observaciones, el modelo  $\Lambda$ CDM está considerado en la actualidad como el modelo estándar en Cosmología. Sin embargo, para ajustar los datos, se introducen dos componentes materiales desconocidas: materia oscura (DM) y energía oscura (DE). Aunque se han propuesto muchos candidatos, no existe todavía ninguna evidencia observacional de su existencia (Bergstrom (2009), Peter (2012)). A nivel teórico, aún no existe una teoría cuántica de la gravedad. El problema principal es que en GR el espacio-tiempo es dinámico y debe cuantizarse. Alternativamente, en vez de introducir dos componentes materiales para explicar la formación de estructura y la aceleración actual del Universo, uno puede modificar la teoría gravitatoria, preservando los éxitos observacionales de la GR, y calcular qué modificaciones son compatibles con los datos. Esta es la línea de investigación que se va a seguir en esta tesis. En esta formulación, se modifica la geometría y no el tensor energía impulso. Las nuevas teorías de la gravedad que analizaremos se denominan *Teorías Extendidas de la Gravedad* o ETG.

Las ETGs son generalizaciones de GR incluyendo invariantes de curvatura de orden superior al primero, tales como  $R^2$ ,  $R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}$ ,  $R^{\mu\nu\alpha\beta}R_{\mu\nu\alpha\beta}$ ,  $R \square R$ , or  $R \square^k R$  (Capozziello and De Laurentis, 2011). Estas teorías hacen predicciones concretas que difieren de GR y, por tanto, pueden ser contrastadas comparando sus predicciones con los datos. Las ETGs pueden clasificarse como (A) Teorías *Escalar-Tensor*, (B) teorías de *orden superior* y (C) teorías más generales que incluyen elementos de ambas variantes. En el caso más general la acción puede escribirse como

$$\mathcal{S} = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ F(R, \square R, \square^2 R, \dots \square^k R, \phi) - \frac{\epsilon}{2} g^{\mu\nu} \phi_{;\mu} \phi_{;\nu} + 2\kappa \mathcal{L}^{(m)} \right], \quad (1.3)$$

donde  $F$  representa una función genérica de los invariantes de curvatura y/o del campo escalar  $\phi$  y  $\epsilon = 0, \pm 1$  especifica si el campo escalar es estándar, fantasma o no-dinámico (Faraoni (2005), Rubano and Scudellaro (2005), Nojiri and Tsujikawa (2005)).

Una clase que se estudiará de forma extensiva son las teorías  $f(R)$  en que la función puede expandirse en series de Taylor

$$f(R) = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{f^n(R_0)}{n!} (R - R_0)^n = f_0 + f'_0 R + f''_0 R^2 + f'''_0 R^3 + \dots, \quad (1.4)$$

siendo  $f^n(R) = \left. \frac{d^n f(R)}{dR^n} \right|_{R=0}$ . Para este tipo de teorías el campo gravitatorio en el límite Newtoniano contiene una corrección de tipo Yukawa (Stelle (1978)). El potencial gravitatorio modificado es

$$\Phi(r) = -\frac{GM(r)}{(1+\delta)r} \left(1 + \delta e^{-\frac{r}{L}}\right). \quad (1.5)$$

El primer término representa el potencial Newtoniano generado por una masa (bariónica) puntual situada en el origen de coordenadas y de valor  $M/(1+\delta)$ . El parámetro  $\delta$  viene determinado por los coeficientes de la serie de Taylor (1.4) como sigue

$$f'_0 = 1 + \delta. \quad (1.6)$$

y

$$L = \sqrt{\frac{-f'_0}{(6f''_0)}}. \quad (1.7)$$

Estos parámetros pueden determinarse observacionalmente y sirven para restringir las desviaciones de la teoría gravitatoria con respecto a la relatividad general (GR).

### 1.3. La inestabilidad de Jeans en teorías $f(R)$ .

En teorías  $f(R)$  se han elaborado modelos de objetos peculiares como magnetars, estrellas en la banda de inestabilidad, (Cooney et al. (2010), Upadhye et al. (2010)) y también se han estudiado procesos astrofísicos en estrellas (Capozziello et al. (2011), Chang and Hui (2011), Capozziello et al. (2012)). En este capítulo estudiaremos la formación estelar en estas teorías. En una primera aproximación nos limitaremos a estudiar la inestabilidad de Jeans en sistemas autogravitantes para analizar si las ETGs predicen resultados distintos a la GR que puedan servir como test de dichas teorías.

En  $f(R)$  la *ecuación de Poisson* se transforma en dos ecuaciones, uno para cada potencial gravitatorio de la teoría. Junto a la ecuación de Boltzmann tenemos el conjunto

de ecuaciones integro-diferenciales siguiente

$$\frac{\partial \mathfrak{f}(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r) \mathfrak{f}(\vec{r}, \vec{v}, t) - (\vec{\nabla} \Phi \cdot \vec{\nabla}_v) \mathfrak{f}(\vec{r}, \vec{v}, t) = 0, \quad (1.8)$$

$$\nabla^2(\Phi + \Psi) - 2f_0'' \nabla^4(\Phi - \Psi) = 16\pi G \int \mathfrak{f}(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}, \quad (1.9)$$

$$\nabla^2(\Phi - \Psi) + 3f_0'' \nabla^4(\Phi - \Psi) = -8\pi G \int \mathfrak{f}(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}. \quad (1.10)$$

Nótese que en el límite  $f_0'' = 0$  estas ecuaciones se reducen a la ecuación de Poisson y Boltzmann clásicas.

En analogía al análisis de Jeans, consideramos pequeñas perturbaciones entorno a la solución de equilibrio. Para ello, expandiremos la función de distribución entorno a la solución de equilibrio y consideraremos el orden lineal en teoría de perturbaciones, que denotaremos por  $\mathfrak{f}^{(1)}$ . El sistema linealizado es

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathfrak{f}^{(1)}(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial \mathfrak{f}^{(1)}(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial \vec{r}} - \vec{\nabla} \Phi_1(\vec{r}, t) \cdot \frac{\partial \mathfrak{f}^{(0)}(\vec{r}, \vec{v})}{\partial \vec{v}} \\ & - \vec{\nabla} \Phi_0(\vec{r}) \cdot \frac{\partial \mathfrak{f}^{(1)}(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial \vec{v}} = 0, \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$\nabla^2 \Phi_1 + \nabla^2 \Psi_1 - 2f_0'' \nabla^4 \Phi_1 + 2f_0'' \nabla^4 \Psi_1 = 16\pi G \int \mathfrak{f}^{(1)}(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}, \quad (1.12)$$

$$\nabla^2 \Phi_1 - \nabla^2 \Psi_1 + 3f_0'' \nabla^4 \Phi_1 - 3f_0'' \nabla^4 \Psi_1 = -8\pi G \int \mathfrak{f}^{(1)}(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}, \quad (1.13)$$

Igualmente al caso de GR, utilizamos la aproximación denominada “Jeans Swindle” que consiste en imponer  $\Phi_0(\vec{r}) = 0$  y  $\Psi_0(\vec{r}) = 0$ . La transformada de Fourier de las ecuaciones (1.11-1.13) es

$$-i\omega \mathfrak{f}^{(1)} + \vec{v} \cdot (i\vec{k} \mathfrak{f}^{(1)}) - (i\vec{k} \Phi_1) \cdot \frac{\partial \mathfrak{f}^{(0)}}{\partial \vec{v}} = 0, \quad (1.14)$$

$$-k^2(\Phi_1 + \Psi_1) - 2f_0'' k^4(\Phi_1 - \Psi_1) = 16\pi G \int \mathfrak{f}^{(1)} d\vec{v}, \quad (1.15)$$

$$k^2(\Phi_1 - \Psi_1) - 3f_0'' k^4(\Phi_1 - \Psi_1) = 8\pi G \int \mathfrak{f}^{(1)} d\vec{v}. \quad (1.16)$$

Para solucionar este sistema de ecuaciones, perturbamos el sistema entorno al equilibrio. En el equilibrio, la función de distribución en el espacio de momentos es una distribución de Maxwell. Así, podemos deducir la siguiente relación de dispersión

$$1 + \mathcal{G} \frac{1 - 4f_0'' k^2}{3f_0'' k^4 - k^2} \left[ 1 - \sqrt{\pi} x e^{x^2} (1 - \text{erf}[x]) \right] = 0, \quad (1.17)$$

siendo  $x = \frac{\omega_I}{\sqrt{2}k\sigma}$  y  $\mathcal{G} = \frac{4G\pi\rho_0}{\sigma^2}$ . Para facilitar la comparación entre la solución en GR y en  $f(R)$ , normalizamos las relaciones de dispersión al valor de la longitud de Jeans clásica

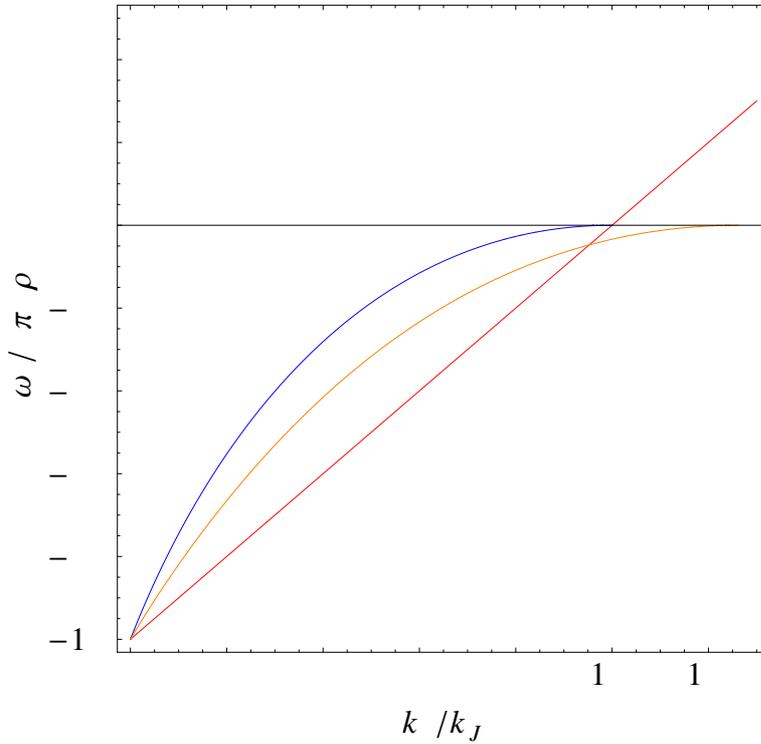
$$\lambda_J^2 = \frac{\pi\sigma^2}{G\rho_0}. \quad (1.18)$$

Ello se puede hacer fijando el parámetro de la teoría como

$$f_0'' = -\frac{1}{k_j^2} = -\frac{\sigma^2}{4\pi G\rho_0}. \quad (1.19)$$

En este caso, la relación de dispersión se convierte en

$$\frac{3k^4}{k_j^4} + \frac{k^2}{k_j^2} = \left( \frac{4k^2}{k_j^2} + 1 \right) \left[ 1 - \sqrt{\pi} x e^{x^2} (1 - \text{erf}[x]) \right] = 0. \quad (1.20)$$



*Figura 1.1:* Las líneas roja y azul representan las relaciones de dispersión para un fluido y para un plasma en GR. La línea naranja representa dicha relación de dispersión en (1.20) para el valor de  $f_0''$  dado por la ec. (1.19).

En la Fig. 1.1 comparamos la solución de la ecuación (1.20) con el resultado que se obtiene en gravedad clásica. Las líneas roja, azul y naranja representan las relaciones de dispersión para un fluido, un sistema autogravitante en el límite estadístico en GR y en la teoría  $f(R)$ , respectivamente. La figura 1.1 nos muestra que diferencias en la teoría gravitatoria cambian el límite de inestabilidad del sistema. El límite en  $f(R)$  es mayor que en el caso clásico (líneas azul y roja). En consecuencia, la masa de Jeans decrece

y las nubes de gas colapsan más fácilmente en teorías  $f(R)$ , por lo que las condiciones iniciales de formación estelar se modifican. En consecuencia, el estudio de las regiones de formación estelar podría permitir distinguir la teoría gravitatoria subyacente.

## 1.4. Emisión de Ondas Gravitatorias en Teorías Extendidas de la Gravedad

En GR, las ecuaciones de campo linealizadas muestran que pequeñas perturbaciones se propagan como ondas (Weinberg (1972), Maggiore (2007)), denominadas ondas gravitatorias. En la actualidad, la emisión de ondas gravitatorias sólo se ha podido medir de manera indirecta, en sistemas binarios de objetos colapsados, midiendo como varía el período orbital del sistema. Un ejemplo es el pulsar de Hulse-Taylor PSR B1913 + 16. La disminución del período en este sistema binario de dos objetos colapsados se explica muy bien si el sistema está emitiendo ondas gravitatorias. Esto hace que los sistemas binarios de objetos colapsados sean buenos laboratorios en que verificar la teoría gravitatoria en el límite de campo fuerte. En GR, la variación del periodo orbital  $\dot{P}_b$  es (Hulse and Taylor (1975), Damour and Esposito-Farèse (1998), Weisberg et al. (2010), Antoniadis et al. (2013))

$$\dot{P}_b = -\frac{3}{15} \left( \frac{P_b}{2\pi} \right)^{-\frac{5}{3}} \frac{\mu G^{\frac{5}{3}} (m_c + m_p)^{\frac{2}{3}}}{c^5 (1 - \epsilon^2)^{\frac{7}{2}}} (37\epsilon^4 + 292\epsilon^2 + 96), \quad (1.21)$$

siendo  $m_p$  la masa del pulsar y  $m_c$  la de la estrella compañera.

Las valores de la variación temporal del período del pulsar de Hulse-Taylor muestran una discrepancia de aproximadamente un  $\sim 1\%$  con respecto a la predicción de GR (Hulse and Taylor (1975), Weisberg et al. (2010)). Esta discrepancia puede entenderse como producto de efectos astrofísicos que complican la evolución dinámica del sistema, como por ejemplo la transferencia de masa de la compañera al pulsar. Ahora bien, esta discrepancia pudiera ser indicativa de una limitación de la teoría gravitatoria (Freire et al., 2012). En esta sección analizaremos si esa discrepancia puede entenderse como una manifestación de la naturaleza  $f(R)$  de la gravedad. Para ello, calcularemos la variación del periodo del sistema binario en estas teorías y la aplicaremos a los datos observacionales (De Laurentis and De Martino (2013a,b)).

Para hacer predicciones concretas, supondremos que las componentes del sistema describen órbitas Keplerianas en el plano  $(x, y)$ . En este caso la variación temporal del periodo orbital es

$$\begin{aligned} \dot{P}_b = & -\frac{3}{20} \left( \frac{P_b}{2\pi} \right)^{-\frac{5}{3}} \frac{\mu G^{\frac{5}{3}} (m_c + m_p)^{\frac{2}{3}}}{c^5 (1 - \epsilon^2)^{\frac{7}{2}}} \times \left[ f'_0 (37\epsilon^4 + 292\epsilon^2 + 96) - \frac{f''_0 \pi^2 P_b^{-1}}{2(1 + \epsilon^2)^3} \times \right. \\ & \left. \times (891\epsilon^8 + 28016\epsilon^6 + 82736\epsilon^4 + 43520\epsilon^2 + 3072) \right]. \end{aligned} \quad (1.22)$$

Esta expresión generaliza el resultado de GR.

Para determinar los parámetros de la teoría  $f(R)$ , vamos a suponer que las diferencias entre el periodo observado  $\dot{P}_{b_{Obs}}$  y la predicción de GR se debe a que GR no es la teoría correcta de la gravedad. La discrepancia provendría del término extra en la ecuación (1.22)

$$\dot{P}_{b_{Obs}} - \dot{P}_{GR} = f_0'' \dot{P}_{b_{f(R)}}. \quad (1.23)$$

En este contexto, la incertidumbre  $\delta$  en el valor medido del periodo es la contribución del término adicional, que denominaremos  $\sigma_{f_0''}$ . Así

$$\dot{P}_{b_{Obs}} \pm \delta - \dot{P}_{GR} = (f_0'' \pm \sigma_{f_0''}) \dot{P}_{b_{f(R)}}. \quad (1.24)$$

Si aislamos  $f_0''$  y  $f_{0\pm\delta}''$  en las ecuaciones (1.23) y (1.24) obtenemos

$$f_0'' = \frac{\Delta \dot{P}_b}{\dot{P}_{b_{f(R)}}}, \quad (1.25)$$

y

$$f_0'' \pm \sigma_{f_0''} = \frac{\dot{P}_{b_{Obs}} \pm \delta - \dot{P}_{GR}}{\dot{P}_{b_{f(R)}}}, \quad (1.26)$$

Los datos públicos de los parámetros de los sistemas binarios mejor estudiados y los valores de los parámetros de la teoría  $f(R)$  se resumen en la Tabla 3.1. Nuestros resultados muestran que en la mayoría de los sistemas binarios el valor de  $f_0''$  es diferente de cero en varios órdenes de magnitud. Para estos sistemas sólo podemos concluir que hay incertidumbres en el modelado de dichos sistemas que pueden afectar al valor del período predicho por la teoría, como la transferencia de material, los errores en la medida de los parámetros orbitales o en las masas de las componentes del sistema, etc. Si no existiesen estas incertidumbres, deberíamos concluir que la discrepancia entre los valores medidos de la variación del periodo orbital y la predicción GR son una indicación de que la teoría gravitatoria es más general que la Relatividad General, y  $f(R)$  es un buen candidato.

## 1.5. Perfiles de Cúmulos de Galaxias en ETG.

Cúmulos de galaxias son los objetos autogravitantes y virializados más masivos del Universo. Su masa virial varía entre  $10^{13} - (3 - 5)10^{15} M_{\odot}$ . En este capítulo nos interesa la masa de la componente bariónica, distribuida en estrellas y en un gas intracumular (ICM) difuso. La fracción de masa bariónica respecto a la masa total es

$$\frac{M_{gas}}{M_{cl}} + \frac{M_{star}}{M_{cl}} \simeq 0,07h^{-1,5} + 0,05, \quad (1.27)$$

es decir, que la mayor parte de la masa no está en estrellas, sino en el difuso medio ICM (White et al. (1993), White and Fabian (1995), Lubin et al. (1996)). Este gas, que reside en el pozo de potencial del cúmulo, está completamente ionizado y alcanza temperaturas  $T_e > 1$  keV. Cuando la radiación del fondo cósmico de microondas atraviesa un cúmulo de galaxias es dispersada por el plasma intergaláctico. En los años 70, R. Sunyaev y Ya. Zel'dovich determinaron las anisotropías secundarias en el CMB que generaría dicha dispersión. Este efecto, denominado Sunyaev-Zeldovich (SZ), ha sido medido en la dirección de varios cientos de cúmulos y actualmente constituye una poderosa herramienta en el estudio de la estructura y evolución del Universo.

El gas del medio intra-cúmulo induce anisotropías en la radiación de fondo de dos tipos: térmico (TSZ, Sunyaev and Zeldovich (1972)) debido al movimiento térmico de los fotones en el pozo de potencial y cinemático, (KSZ, Sunyaev and Zeldovich (1980)) debido al movimiento del cúmulo como un todo respecto al sistema de referencia definido por el CMB. En la dirección del cúmulo  $\hat{n}$  estas anisotropías vienen dadas por

$$\frac{T(\hat{n}) - T_0}{T_0} = \int \left[ g(\nu) \frac{k_B T_e}{m_e c^2} + \frac{\vec{v}_{cl} \hat{n}}{c} \right] d\tau, \quad (1.28)$$

siendo  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $m_e$  la masa en reposo del electrón,  $c$  la velocidad de la luz,  $\nu$  la frecuencia de observación y  $\vec{v}_{cl}$  la velocidad peculiar del cúmulo. Denotamos  $d\tau = \sigma_T n_e dl$  el espesor óptico del efecto SZ del cúmulo, con  $\sigma_T$  la sección eficaz de Thomson,  $n_e(l)$  la densidad de electrones a lo largo de la línea de visión  $l$ ,  $T_0$  es la temperatura de cuerpo negro actual del CMB y  $g(\nu)$  es la dependencia en frecuencia del efecto TSZ. Definimos el parámetro de Comptonization como

$$y_c = \frac{k_B \sigma_T}{m_e c^2} \int n_e(r) T_e(r) dl = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int P_e(r) dl. \quad (1.29)$$

En el límite no-relativista

$$g(x) = x \coth(x/2) - 4, \quad (1.30)$$

siendo la frecuencia reducida  $x = h\nu/kT$ .

Si en GR la dinámica de las galaxias en un cúmulo requiere la existencia de materia oscura, en teorías  $f(R)$ , se introduce en una corrección al potencial Newtoniano de tipo Yukawa dada por la ecuación (1.5). En este caso, el cúmulo está compuesto únicamente de materia ordinaria, materia bariónica pero el potencial gravitatorio es distinto del newtoniano. Nuestro objetivo es calcular las anisotropías TSZ que se inducen en la radiación de fondo en las teorías  $f(R)$  y comparar los resultados obtenidos con las observaciones. Para ello, calcularemos el perfil del gas en el ICM del cúmulo, suponiendo que el gas se encuentra en equilibrio hidrostático en el potencial gravitatorio modificado.

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\rho(r) \frac{d\Phi_{grav}(r)}{dr}, \quad (1.31)$$

Por simplicidad, supondremos que el gas se comporta como un politropo

$$P(r) \propto \rho^\gamma(r). \quad (1.32)$$

El sistema de ecuaciones (1.5),(1.31) y (1.32) conjuntamente con la ecuación de continuidad

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi\rho(r), \quad (1.33)$$

forman un sistema cerrado que se puede resolver numéricamente en función de los dos parámetros del potencial gravitatorio. ( $\delta, L$ ) y el índice politrópico  $\gamma$ .

Para tener en cuenta la posibilidad de que  $L$  pudiera depender del tamaño del cúmulo consideramos dos parametrizaciones: (A) en que  $L$  depende linealmente con una escala característica de cada cúmulo  $L = \zeta r_{500}$  y (B) en que es igual para todos los cúmulos y su valor está comprendido en el rango  $L = [0,1; 20]$ Mpc. Para ilustrar la forma funcional

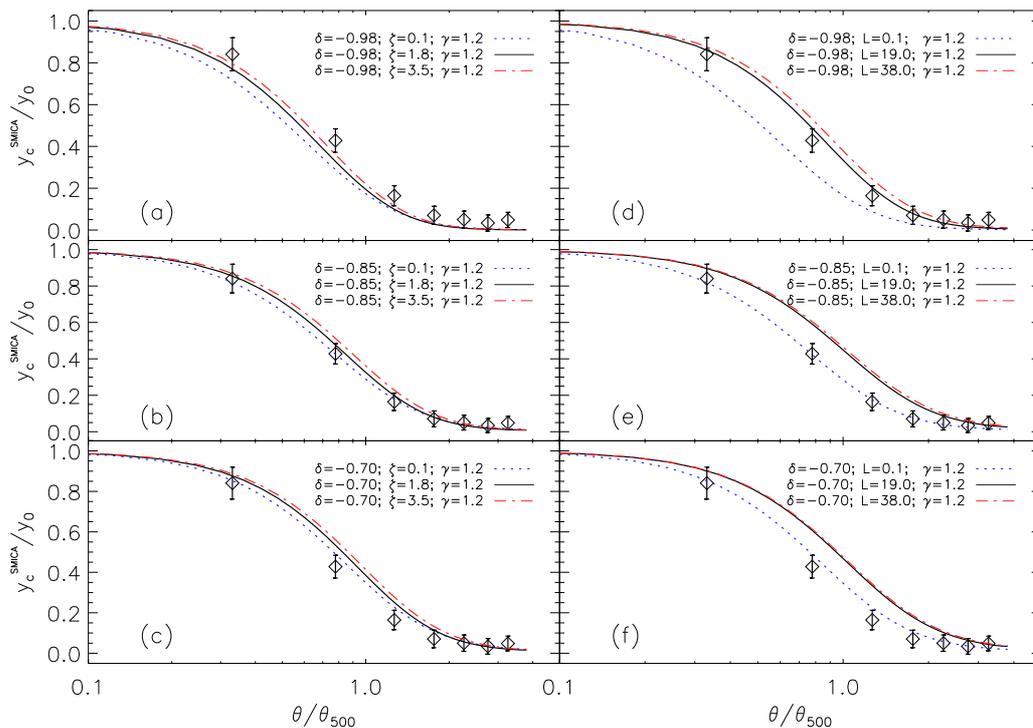


Figura 1.2: Perfiles de presión de cúmulos en  $f(R)$  para distintos valores de los parámetros del modelo, comparados con los perfiles medidos en el mapa SMICA de Planck. (a)-(c) corresponden a la parametrización  $L = \zeta r_{500}$  (Modelo A) y (d)-(f) a la  $L = \text{const}$  (Model B).

de los perfiles de presión, en la Fig. 1.2 representamos los perfiles convolucionados con una antena de resolución  $5'$ . Nuestro modelo predice la forma funcional del perfil (y no su amplitud). Por eso mismo, solamente ajustaremos el perfil y no la amplitud a los datos observacionales. En la Fig. 1.2, los perfiles están normalizados a la unidad. Los puntos, con sus respectivas barras de error, corresponden a las medidas del perfil

de cúmulos obtenidas del mapa SMICA, un mapa limpio de contaminación de fuentes astronómicas, proporcionado por la colaboración Planck.

Para buscar el modelo que mejor ajusta los datos observacionales, generamos perfiles para distintos valores de los parámetros. Escogemos  $\delta = [-0,99, 1,0]$  y, en el modelo (A)  $L = \zeta r_{500}$  con  $\zeta = [0,1,4]$  y en el modelo (B)  $L = [0,1,20]$ Mpc. El índice politrópico varía entre el límite isotermo y el adiabático:  $\gamma = [1,0, 1,6]$ , Los perfiles se convolucionan con una antena gaussiana de 5' de resolución, igual a la resolución de SMICA. Para cada modelo calculamos la función de verosimilitud  $\log \mathcal{L} = -\chi^2/2$  como

$$\chi^2(\mathbf{p}) = \sum_{i,j=0}^N (y(\mathbf{p}, x_i) - d(x_i)) C_{ij}^{-1} (y(\mathbf{p}, x_j) - d(x_j)), \quad (1.34)$$

siendo  $N = 7$  el número de datos;  $y(\mathbf{p}, x_i)$  representa el perfil promedio de los cúmulos en nuestro catálogo,  $d(x_i)$  es el perfil promedio en SMICA y  $C_{i,j}$  la función de correlación entre pares de puntos.

En las Figs. (1.3) y (1.4) presentamos los contornos al 68% y al 95% del nivel de confianza para pares de parámetros en los modelos A y B.

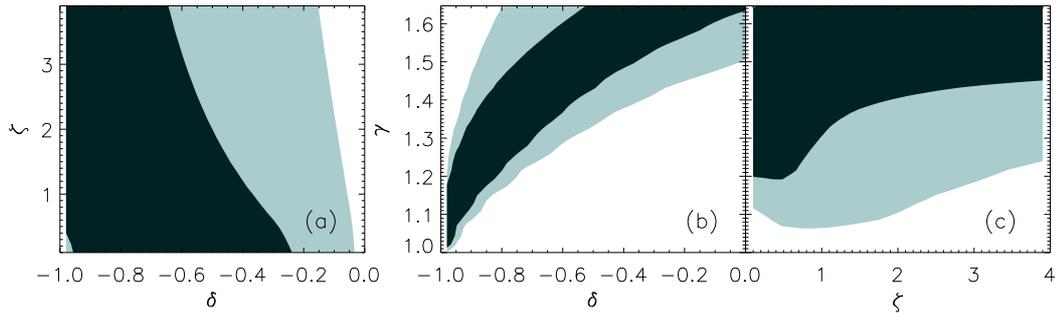


Figura 1.3: Contornos del nivel de confianza al 68% y al 95% para pares de parámetros en el Modelo A.

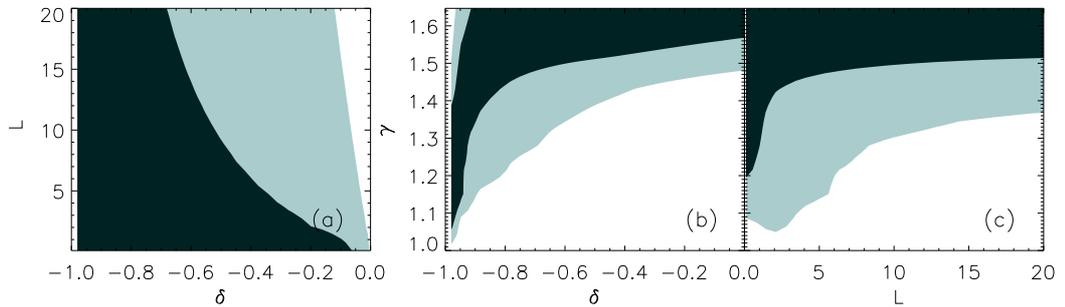


Figura 1.4: Contornos similares a la Fig. 1.3 para el Modelo B.

Nuestros resultados muestran que la gravedad modificada del modelo  $f(R)$  es compatible con los perfiles de los cúmulos de galaxias medidos en los datos del satélite Planck, igual que lo son los modelos con DM. Las Figs. 1.3 y 1.4 muestran que el valor  $\delta = 0$ , que corresponde a un cúmulo en que el campo gravitatorio es Newtoniano, pero sin materia

oscura, está descartado a un nivel de confianza mayor que el 95%. Por tanto, modelos en que no existe materia oscura ni un potencial Newtoniano con una modificación de Yukawa, son incompatibles con las anisotropías de la radiación de fondo producidas por cúmulos de galaxias. A esta escala, los modelos  $f(R)$  analíticos son compatibles con las observaciones y, en consecuencia, representan una alternativa viable al modelo cosmológico estándar.

## 1.6. Evolución de la temperatura del Fondo Cósmico de Microondas con el redshift.

La evolución adiabática del Universo es uno de las principales hipótesis del modelo de Big-Bang. Como resultado, el fondo cósmico de microondas es un cuerpo negro con una precisión de  $10^{-5}$  y la temperatura varía linealmente con el redshift. Sin embargo, modelos en que la densidad de energía del vacío y/o creación “adiabática” de fotones predicen desviaciones de la evolución adiabática. En estos modelos, la temperatura evoluciona como  $T_{\text{CMB}}(z) = T_0(1+z)^{1-\alpha}$  (Matyjasek (1995), Overduin and Cooperstock (1998), Lima et al. (2000), Puy (2004), Jetzer et al. (2011)), dependencia funcional que denominaremos modelo  $\alpha$ . Actualmente existen dos métodos que proporcionan una medida de  $T_{\text{CMB}}(z)$  para  $z > 0$ : (A) observaciones realizadas a partir de espectros de cuásares (Bahcall and Wolf (1968), LoSecco et al. (2001)) y (B) las realizadas a partir de medidas multifrecuencia del efecto TSZ. En esta sección de la tesis analizamos si los datos de Planck pueden restringir la evolución de la temperatura del CMB. Este trabajo se realizó antes de que los datos se hubiesen hecho públicos. En consecuencia, nuestro análisis se basó en simulaciones y utilizamos las máscaras y modelo cosmológico de WMAP para definir nuestro catálogo de galaxias y realizar los cálculos numéricos.

Para medir la temperatura del CMB a distintos  $z$ , utilizamos la dependencia en frecuencia del efecto TSZ para determinar  $\alpha$ . Por ejemplo, el efecto TSZ es nulo a la frecuencia  $\nu \simeq 217\text{GHz}$ . Por tanto, midiendo la frecuencia en que el efecto vale cero a distintos redshifts podríamos medir desviaciones del comportamiento adiabático (Fabbri et al., 1978). Como alternativa, podríamos utilizar la razón del valor de la anisotropía a distintos redshifts (Rephaeli (1980), Luzzi et al. (2009)). Para la evolución no-adiabática, la razón depende de  $\alpha$  de la siguiente manera

$$R(\nu_1, \nu_2, \alpha) = \frac{g(\nu_1, \alpha)}{g(\nu_2, \alpha)}. \quad (1.35)$$

En la Fig 1.5 representamos la dependencia de la razón con el redshift para distintas frecuencias (Fig 1.5a) y la frecuencia de corte (Fig 1.5b) para distintos valores de  $\alpha$ .

Cuando analicemos datos reales, tenemos que considerar la presencia de la señal cosmológica del fondo cósmico de microondas. Las fluctuaciones intrínsecas tienen mayor

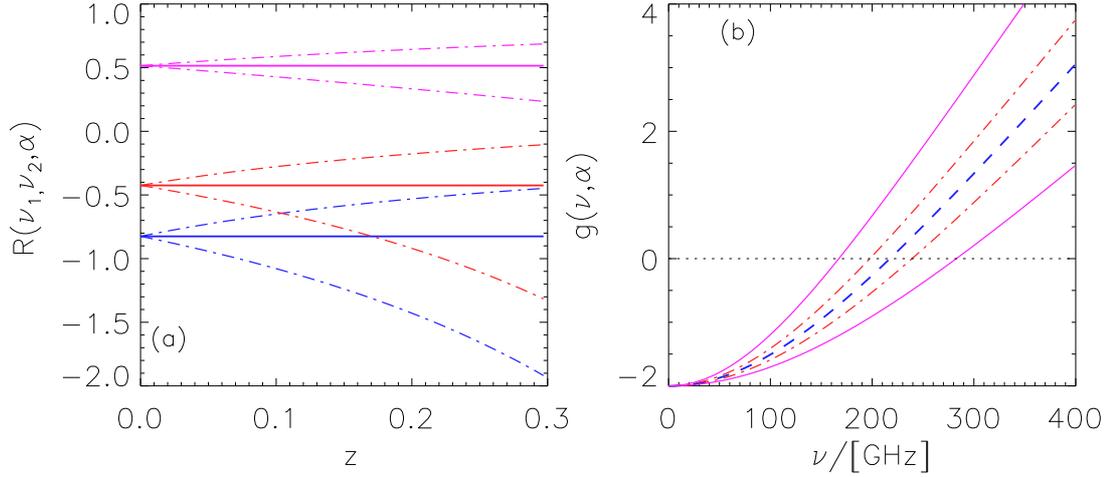


Figura 1.5: (a) variación de la razón  $g(\nu)/g(353GHz)$  para distintas frecuencias  $\nu = 143GHz$  (curvas superiores),  $\nu = 100GHz$  (curvas intermedias) y  $\nu = 44GHz$  (curvas inferiores). La línea continua corresponde a  $\alpha = 0$ , evolución adiabática y las líneas punto-rayadas a  $\alpha = 1, -1$ . (b) Dependencia espectral para  $\alpha = -1, 1$  para dos cúmulos localizados a  $z=0.3$  (línea continua) y  $z=0.1$  (línea punto-rayada). La línea rayada corresponde a la evolución adiabática y es la misma para todo redshift. La línea punteada representa la frecuencia de corte del efecto TSZ.

amplitud que el efecto TSZ excepto para los cúmulos más masivos. Estas anisotropías introducen un sesgo en el valor de  $g(\nu, \alpha)$  y  $R(\nu_1, \nu_2, \alpha)$ , que no serán exactamente igual a las curvas representadas en la Fig. 1.5. Como alternativa, podemos utilizar el canal de 217GHz para eliminar la señal CMB intrínseca. En este caso, el comportamiento de la razón y la variación en frecuencia son las que se representan en la Fig 1.6. En (a) representamos

$$R_{[-217GHz]}(\nu_1, \nu_2, \alpha) = \frac{g(\nu_1, \alpha) - g(217GHz, \alpha)}{g(\nu_2, \alpha) - g(217GHz, \alpha)}, \quad (1.36)$$

y en (b) representamos la dependencia espectral de un mapa diferencia  $\nu$ -217GHz

$$g_{[-217GHz]}(\nu, \alpha) = g(\nu, \alpha) - g(217GHz, \alpha). \quad (1.37)$$

Ahora, el estimador  $R_{[-217GHz]}$  posee una dependencia más débil en  $\alpha$  que  $R$ . Para que el test sea factible, se necesita un gran número de cúmulos. Por otro lado, tenemos que modificar el test de la frecuencia de corte, porque ahora es la misma a todo redshift. Para determinar  $\alpha$  necesitamos ajustar la forma funcional del espectro. Esto complica el método porque ahora no medimos  $g(\nu, \alpha)$  directamente en los mapas de CMB. Para analizar con qué precisión ambos métodos nos permiten determinar  $\alpha$ , utilizaremos dos tipos de simulaciones:

- **Simulación (A):** Supondremos que un método de separación de componentes permite reducir la componente intrínseca, perviviendo solamente un cierto residuo

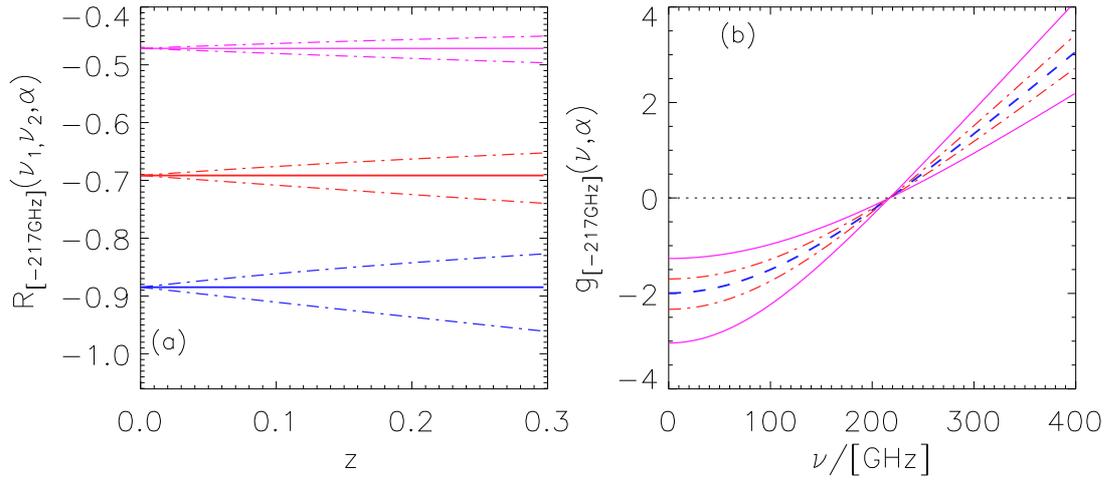


Figura 1.6: (a) Razón  $R(\nu, 353GHz) = [g(\nu) - g(217GHz)]/[g(354GHz) - g(217GHz)]$  para las frecuencias  $\nu = 143, 100$  y  $44GHz$ . (b) Dependencia espectral de  $g(\nu) - g(217GHz)$ . Las curvas siguen la notación de la Fig. 1.5.

de CMB, ruido instrumental, KSZ, TSZ y residuos astronómicos. Para simplificar el tratamiento, supondremos que el nivel de residuos de CMB es  $\langle \Delta T_{cmb,res}^2 \rangle = 1$ ,  $10 \mu K$ . En consecuencia, la temperatura en cada pixel será

$$\Delta T_A(\nu) = y_c g(\nu, \alpha = 0) \pm \sigma_{noise}^A(\nu) \pm \Delta T_{CMB,res}. \quad (1.38)$$

- **Simulación (B):** Utilizamos el canal de 217GHz para eliminar las señales KSZ y CMB, degradando el mapa de 217GHz a la resolución del mapa de interés. En cada pixel tendremos las siguientes contribuciones:

$$\Delta T_B(\nu) = y_c g_{[217GHz]}(\nu, \alpha = 0) \pm \sigma_{noise}^B(\nu). \quad (1.39)$$

Para construir los mapas simulados utilizaremos el paquete gráfico denominado HealPix (Górski et al., 2005), con resolución  $N_{side} = 1024$ .

En cada simulación implementamos ambos métodos, el de la *razón* y el del *ajuste*. Representemos por  $I = (A, B)$  cada una de nuestras simulaciones  $g_A = g(\nu, \alpha)$ ,  $R_A = R(\nu_1, \nu_2, \alpha)$ ,  $g_B = g_{[-217GHz]}(\nu, \alpha)$  y  $R_B = R_{[-217GHz]}(\nu_1, \nu_2, \alpha)$ . La anisotropía promediada sobre el ángulo sólido ocupado por el cúmulo, con  $N_{pix}$  en total, es

$$\langle \Delta T_I(\nu_1) \rangle = \bar{y}_c g_I(\nu_1) \pm \frac{\sigma_{Noise, \nu_1}^I}{\sqrt{N_{pix}}}, \quad (1.40)$$

En cada mapa simulado añadimos la señal TSZ a partir de un catálogo de cúmulos de rayos X y de la señal obtenida a partir de una simulación numérica. Los resultados nos muestran que no existe una gran diferencia entre los distintos métodos aplicados a la señal TSZ construida a partir de datos o simulada. **En las simulaciones**,  $\alpha = 0$ , por lo que si el resultado es distinto de cero, el método es sesgado.

Sobre el mapa simulado, medimos las fluctuaciones de temperatura en un disco que cubre el ángulo sólido del cúmulo y ajustamos esas medidas, a distintas frecuencias y para distintos cúmulos. Ajustamos los valores de la razón y del ajuste espectral para 2001 valores de  $\alpha$  equiespaciados en el intervalo  $\alpha = [-1, 1]$ . La función de verosimilitud es

$$-2 \log \mathcal{L} = \sum_{\nu} \sum_{i=1}^{N_{cl}} \left[ \frac{\langle \Delta T_I(\nu) \rangle - \bar{y}_c g_I(\nu, \alpha)}{\sigma_{noise, \nu, i}^I} \right]^2, \quad (1.41)$$

siendo  $\sigma_{noise, \nu, i}^I = \sigma_{noise, \nu}^I / \sqrt{N_{pix, i}}$ .

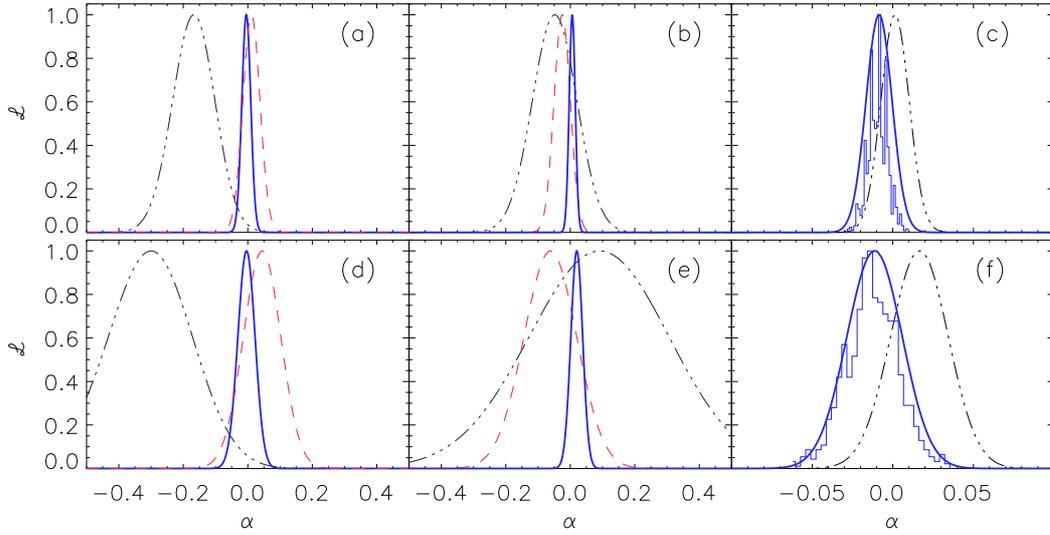
Dado que la resolución de los mapas es distinta a cada frecuencia, la convolución del perfil del cúmulo con la antena del experimento cambia la dependencia en frecuencia de la señal TSZ. En consecuencia, necesitamos deconvolucionar el efecto de la antena. Para ello, utilizamos la señal TSZ de cúmulos simulados, la convolucionamos con las distintas antenas y vemos como varía la señal inicial. Ello nos permite construir el coeficiente  $\mathcal{F}$ , que depende de la masa y el redshift de cada cúmulo, con el que deconvolucionar la señal real, aunque introduce una incertidumbre adicional porque el perfil de los cúmulos simulados no tienen por qué ser el mismo que el de los cúmulos reales.

Los resultados de las simulaciones (A) y (B) son parecidos, por lo que solamente comentaremos los de la simulación (B). Asimismo, supondremos dos tipos de perfiles para los cúmulos: (1) perfil  $\beta (= 2/3)$  y (2) perfil de presión universal. Utilizando el coeficiente  $\mathcal{F}$  anterior deconvolucionamos la antena. Finalmente, ajustamos los modelos teóricos de la Fig. 1.6b a la temperatura medida en la posición de cada cúmulo. En la Fig. 1.7 representamos las funciones de verosimilitud. Los resultados de los paneles (a,b,c) corresponden al perfil  $\beta$  y los (d,e,f) al perfil universal. Nuestros resultados principales se recogen en las Tablas 5.4 y 5.5.

Nuestros resultados indican que podremos medir  $\alpha$  con una precisión del 1-2%, lo cuál representa una mejoría de un factor 2-3 sobre los resultados de espectros de cúmulos de Noterdaeme et al. (2011).

## 1.7. Conclusiones y perspectivas futuras.

Actualmente  $\Lambda$ CDM es el modelo cosmológico más favorecido por las observaciones. Desde el punto de vista teórico presenta ciertas dificultades que se deben entender para alcanzar una descripción autoconsistente del Universo a todas las escalas. Estas dificultades están relacionadas con la necesidad de introducir materia y energía oscuras como componentes materiales necesarias para explicar la dinámica de galaxias y el período actual de expansión acelerada del Universo. Estas dificultades pueden obviarse modificando la teoría gravitatoria, hecho motivado también por la necesidad de elaborar una teoría cuántica de la gravedad. En esta tesis hemos analizado teorías alternativas,



*Figura 1.7:* Función de verosimilitud para la simulación (B), aplicada a un catálogo de cúmulos reales. Los paneles (a,b,c) corresponden al perfil  $\beta = 2/3$  y los resultados que se obtienen se resumen en la Tabla 5.4;(d,e,f) corresponden a cúmulos con un perfil universal y los resultados se muestran en la Tabla 5.5. En (a,d), (e,f) las líneas negra puntuada-rayada, roja rayada y continua gruesa corresponden a las frecuencias 44, 100, y 143 GHz y a un rango de masa intermedio, masivo. En (c,f) la línea negra punteada-rayada corresponde a la función de verosimilitud de una única realización, incluyendo todos los cúmulos y todas las frecuencias. La línea azul continua representa el promedio de la función de verosimilitud de mil realizaciones.

genéricamente denominadas ETG, en diversos escenarios para ver en qué grado son compatible con las observaciones en los límites de campo débil, campo fuerte, a pequeñas y a grandes escalas.

Entre otros aspectos, hemos estudiado:

- la inestabilidad de Jeans en teorías  $f(R)$  siguiendo el procedimiento usual para fluidos autogravitantes. Hemos obtenido una nueva relación de dispersión (ecuación (1.20)) que muestra en qué grado se modifica la longitud de Jeans. Este trabajo debe extenderse incluyendo campos magnéticos, colisiones y turbulencia para construir modelos más realistas de la fragmentación de nubes moleculares y conseguir describir la formación y evolución de estrellas en ETG.

- la emisión de ondas gravitatorias en sistemas binarios. Esto representa un test de las teorías  $f(R)$  en el límite de campo gravitatorio fuerte. Encontramos una fórmula analítica de la derivada temporal del período orbital que generaliza la expresión en relatividad general (ec. (1.22)) y comparamos las predicciones en relatividad general y en teorías extendidas utilizando los datos de sistemas binarios de púlsares. Mostramos que la emisión de ondas gravitatorias es compatible con las teorías ETG. Sin embargo, los datos no son suficientemente sensibles como para discriminar entre ellas y la relatividad general. Es necesario mejorar los cálculos incluyendo la derivación de todos los pará-

metros post-Keplerianos y las masas de las componentes del sistema binario utilizando  $f(R)$ .

- las teorías extendidas en escalas de cúmulos de galaxias. Hemos construido el perfil de presión de cúmulos en que bariones, la única componente material del sistema, se encuentran en equilibrio hidrostático en el potencial gravitatorio del cúmulo. Este potencial es el potencial newtoniano modificado con una corrección de Yukawa y es una solución de campo débil de las teorías  $f(R)$  analíticas. El modelo depende de dos parámetros que describen la teoría gravitatoria y del parámetro de la ecuación de estado politrópica. Comparamos los perfiles obtenidos numéricamente con los medidos a partir de los datos del satélite Planck. Nuestros resultados muestran que el potencial de Yukawa modificado presenta una alternativa viable a los modelos con materia oscura. En el futuro repetiremos este análisis utilizando los mapas a distintas frecuencias y ajustando el perfil cúmulo a cúmulo.

- hemos analizado si los datos de Planck son suficientemente buenos para restringir desviaciones de la evolución del Universo de una evolución adiabática. Hemos realizado un estudio teórico porque en esa fecha los datos de Planck todavía no se habían hecho públicos. En consecuencia, hemos considerado datos de dos clases, en función de cómo se elimina de los datos de CMB la señal cosmológica intrínseca y hemos aplicado dos tipos de estimadores estadísticos: (a) ajustando la dependencia en frecuencia del efecto TSZ y (b) ajustando la razón entre distintas frecuencias. Este segundo método es muy sensible a los residuos de CMB que deja el proceso de limpiado, mientras que el método (a) no es tan sensible. Hemos demostrado que si parametrizamos la desviación de la adiabaticidad mediante el parámetro  $\alpha$ , definido como  $T(z) = T_0(1+z)^{1-\alpha}$ , correspondiendo  $\alpha = 0$  a la evolución adiabática, entonces podemos medir  $\alpha$  con una precisión cercana al 1%, y en torno al 1.8% en un caso más realista. Estos resultados mejoran en un factor 2-3 medidas similares utilizando líneas espectrales de cuásares y en un factor 6-20 resultados anteriores utilizando cúmulos de galaxias. En la actualidad estamos aplicando las técnicas desarrolladas a los datos que ha hecho públicos la colaboración Planck.



# Índice de figuras

1.1. Relaciones de dispersión . . . . .	6
1.2. Perfiles de presión de cúmulos en $f(R)$ . . . . .	10
1.3. Contornos del nivel de confianza al 68 % y al 95 % para pares de parámetros en el Modelo A. . . . .	11
1.4. Contornos similares a la Fig. 1.3 para el Modelo B. . . . .	11
1.5. Variación de la razón y la dependencia espectral . . . . .	13
1.6. (a) Razón $R(\nu, 353GHz) = [g(\nu) - g(217GHz)] / [g(354GHz) - g(217GHz)]$ para las frecuencias $\nu = 143, 100$ y $44GHz$ . (b) Dependencia espectral de $g(\nu) - g(217GHz)$ . Las curvas siguen la notación de la Fig. 1.5. . . . .	14
1.7. Función de verosimilitud para la simulación, aplicada a un catálogo de cúmulos reales . . . . .	16



# Bibliografía

- Antoniadis, J., Freire, P. C. C., Wex, N., Tauris, T. M., Lynch, R. S., van Kerkwijk, M. H., Kramer, M., Bassa, C., Dhillon, V. S., Driebe, T., Hessels, J. W. T., Kaspi, V. M., Kondratiev, V. I., Langer, N., Marsh, T. R., McLaughlin, M. A., Pennucci, T. T., Ransom, S. M., Stairs, I. H., van Leeuwen, J., Verbiest, J. P. W., and Whelan, D. G. (2013). *Science*, 340:448.
- Astier, P., Guy, J., Regnault, N., Pain, R., Aubourg, E., Balam, D., Basa, S., Carlberg, R. G., Fabbro, S., Fouchez, D., Hook, I. M., Howell, D. A., Lafoux, H., Neill, J. D., Palanque-Delabrouille, N., Perrett, K., Pritchett, C. J., Rich, J., Sullivan, M., Taillet, R., Aldering, G., Antilogus, P., Arsenijevic, V., Balland, C., Baumont, S., Bronder, J., Courtois, H., Ellis, R. S., Filiol, M., Gonçalves, A. C., Goobar, A., Guide, D., Hardin, D., Lusset, V., Lidman, C., McMahon, R., Mouchet, M., Mourao, A., Perlmutter, S., Ripoché, P., Tao, C., and Walton, N. (2006). *A&A*, 447:31–48.
- Bahcall, J. and Wolf, R. (1968). *ApJ*, 152:701.
- Bergstrom, L. (2009). *New J.Phys.*, 11:105006.
- Capozziello, S. and De Laurentis, M. (2011). *Physics Reports*, 509:167.
- Capozziello, S., De Laurentis, M., de Martino, I., Formisano, M., and Odintsov, S. (2012). *Phys. Rev. D*, 85:044022.
- Capozziello, S., De Laurentis, M., Odintsov, S., and Stabile, A. (2011). *Phys. Rev. D*, 83:064004.
- Chang, P. and Hui, L. (2011). *ApJ*, 732:25.
- Clocchiati, A. (2006). *ApJ*, 642:38.
- Cooney, A., De Deo, S., and Psaltis, D. (2010). *Phys. Rev. D*, 82:064033.
- Damour, T. and Esposito-Farèse, G. (1998). *Phys. Rev. D*, 58:042001.

- De Laurentis, M. and De Martino, I. (2013a). *MNRAS*, 431:741.
- De Laurentis, M. and De Martino, I. (2013b). *arXiv:1310.0711v2*.
- Fabbri, R., Melchiorri, F., and Natale, V. (1978). *Astrophys. Space Sci.*, 59:223.
- Faraoni, V. (2005). *Class. Quantum Grav.*, 22:32352.
- Freire, P. C. C., Wex, N., Esposito-Farèse, G., Verbiest, J. P. W., Bailes, M., Jacoby, B. A., Kramer, M., Stairs, I. H., Antoniadis, J., and Janssen, G. H. (2012). *MNRAS*, 423:3328–3343.
- Górski, K., Hivon, E., Banday, A., Wandelt, B., Hansen, F., Reinecke, M., and Bartelmann, M. (2005). *ApJ*, 622(2):759.
- Hulse, R. and Taylor, J. (1975). *ApJ*, 195:L51.
- Jetzer, P., Puy, D., Signore, M., and Tortora, C. (2011). *General Relativity and Gravitation*, 43:1083–1093.
- Lima, J., Silva, A. I., and Viegas, S. M. (2000). *MNRAS*, 312:747–752.
- LoSecco, J., Mathews, G., and Wang, Y. (2001). *Phys.Rev. D*, 64:123002.
- Lubin, L. M., Cen, R., Bahcall, N. A., and Ostriker, J. P. (1996). *ApJ*, 460:10.
- Luzzi, G., Shimon, M., Lamagna, L., Rephaeli, Y., De Petris, M., Conte, A., De Gregori, S., and Battistelli, E. (2009). *ApJ*, 705:1122–1128.
- Maggiore, M. (2007). *Gravitational Waves: Theory and Experiments*. Oxford University Press, USA.
- Matyjasek (1995). *Phys.Rev. D*, 51:4154.
- Nojiri, S., O. S. and Tsujikawa, S. (2005). *Phys.Rev. D*, 71:063004.
- Noterdaeme, P., Petitjean, P., Srianand, R., Ledoux, C., and López, S. (2011). *A&A*, 526:L7.
- Overduin, J. and Cooperstock, F. (1998). *Phys.Rev. D*, 58:043506.
- Percival, W. J., Baugh, C. M., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Cole, S., Colless, M., Collins, C., Couch, W., Dalton, G., De Propris, R., Driver, S. P., Efstathiou, G., Ellis, R. S., Frenk, C. S., Glazebrook, K., Jackson, C., Lahav, O., Lewis, I., Lumsden, S., Maddox, S., Moody, S., Norberg, P., Peacock, J. A., Peterson, B. A., Sutherland, W., and Taylor, K. (2001). *MNRAS*, 327:1297.
- Peter, A. (2012). *arXiv: astro-ph/1201.3942*.

- Pope, A. C., Matsubara, T., Szalay, A. S., Blanton, M. R., Eisenstein, D. J., Gray, J., Jain, B., Bahcall, N. A., Brinkmann, J., Budavari, T., Connolly, A. J., Frieman, J. A., Gunn, J. E., Johnston, D., Kent, S. M., Lupton, R. H., Meiksin, A., Nichol, R. C., Schneider, D. P., Scranton, R., Strauss, M. A., Szapudi, I., Tegmark, M., Vogeley, M. S., Weinberg, D. H., Zehavi, I., and SDSS Collaboration (2004). *ApJ*, 607:655.
- Puy, D. (2004). *A&A*, 422:1–9.
- Rephaeli, Y. (1980). *ApJ*, 241:858.
- Riess, A. G., Strolger, L.-G., Tonry, J., Casertano, S., Ferguson, H. C., Mobasher, B., Challis, P., Filippenko, A. V., Jha, S., Li, W., Chornock, R., Kirshner, R. P., Leibundgut, B., Dickinson, M., Livio, M., Giavalisco, M., Steidel, C. C., Benítez, T., and Tsvetanov, Z. (2004). *ApJ*, 607:665–687.
- Rubano, C. and Scudellaro, P. (2005). *Gen. Relat. Gravit.*, 37:521.
- Stelle, K. (1978). *Gen. Relat. Gravit.*, 9:343.
- Sunyaev, R. and Zeldovich, Y. (1972). *Comments on Astrophys. Space Phys*, 4:173.
- Sunyaev, R. and Zeldovich, Y. (1980). *MNRAS*, 190:413.
- Suzuki, N., Rubin, D., Lidman, C., Aldering, G., Amanullah, R., Barbary, K., Barrientos, L. F., Botyanszki, J., Brodwin, M., Connolly, N., Dawson, K. S., Dey, A., Doi, M., Donahue, M., Deustua, S., Eisenhardt, P., Ellingson, E., Faccioli, L., Fadeyev, V., Fakhouri, H. K., Fruchter, A. S., Gilbank, D. G., Gladders, M. D., Goldhaber, G., Gonzalez, A. H., Goobar, A., Gude, A., Hattori, T., Hoekstra, H., Hsiao, E., Huang, X., Ihara, Y., Jee, M. J., Johnston, D., Kashikawa, N., Koester, B., Konishi, K., Kowalski, M., Linder, E. V., Lubin, L., Melbourne, J., Meyers, J., Morokuma, T., Munshi, F., Mullis, C., Oda, T., Panagia, N., Perlmutter, S., Postman, M., Pritchard, T., Rhodes, J., Ripoche, P., Rosati, P., Schlegel, D. J., Spadafora, A., Stanford, S. A., Stanishev, V., Stern, D., Strovink, M., Takanashi, N., Tokita, K., Wagner, M., Wang, L., Yasuda, N., Yee, H. K. C., and Supernova Cosmology Project, T. (2012). *ApJ*, 746:85.
- Tegmark, M., Blanton, M. R., Strauss, M. A., Hoyle, F., Schlegel, D., Scoccimarro, R., Vogeley, M. S., Weinberg, D. H., Zehavi, I., Berlind, A., Budavari, T., Connolly, A., Eisenstein, D. J., Finkbeiner, D., Frieman, J. A., Gunn, J. E., Hamilton, A. J. S., Hui, L., Jain, B., Johnston, D., Kent, S., Lin, H., Nakajima, R., Nichol, R. C., Ostriker, J. P., Pope, A., Scranton, R., Seljak, U., Sheth, R. K., Stebbins, A., Szalay, A. S., Szapudi, I., Verde, L., Xu, Y., Annis, J., Bahcall, N. A., Brinkmann, J., Burles, S., Castander, F. J., Csabai, I., Loveday, J., Doi, M., Fukugita, M., Gott, III, J. R.,

- Hennessy, G., Hogg, D. W., Ivezić, Ž., Knapp, G. R., Lamb, D. Q., Lee, B. C., Lupton, R. H., McKay, T. A., Kunszt, P., Munn, J. A., O'Connell, L., Peoples, J., Pier, J. R., Richmond, M., Rockosi, C., Schneider, D. P., Stoughton, C., Tucker, D. L., Vanden Berk, D. E., Yanny, B., York, D. G., and SDSS Collaboration (2004). *ApJ*, 606:702.
- Upadhye, A., Hu, W., and Mellier, Y. (2010). *Phys.Rev. D*, 82:064002.
- Weinberg, S. (1972). *Gravitation and Cosmology*. New York:Wiley.
- Weisberg, J., Nice, D. J., and Taylor, J. H. (2010). *ApJ*, 722:1030–1034.
- White, D. A. and Fabian, A. C. (1995). *MNRAS*, 273:72–84.
- White, S. D. M., Navarro, J. F., Evrard, A. E., and Frenk, C. S. (1993). *Nature*, 366:429–433.