

Curso 2006/07
CIENCIAS Y TECNOLOGÍAS/30
I.S.B.N.: 978-84-7756-772-1

RICARDO T. GÉNOVA SANTOS

**Anisotropías primarias y secundarias
del fondo cósmico de microondas:
parámetros cosmológicos
y la distribución de bariones**

Directores

**RAFAEL REBOLO LÓPEZ
FERNANDO ATRIO BARANDELLA**



SOPORTES AUDIOVISUALES E INFORMÁTICOS
Serie Tesis Doctorales

*Por orden de aparición:
A mis padres,
a Pinta,
y a Cristina.*

Resumen

En esta tesis se presenta un estudio de las anisotropías primarias y secundarias del Fondo Cósmico de Microondas (FCM) en escalas angulares intermedias (entre 2° y $11'$), utilizando principalmente observaciones del interferómetro *Very Small Array* (VSA). Este instrumento se encuentra situado en el Observatorio del Teide y opera a una frecuencia de 33 GHz. El estudio de las anisotropías primarias del FCM es en la actualidad una de las herramientas de mayor importancia desde el punto de vista de la caracterización del modelo cosmológico del Universo. Se aborda también el problema de la distribución de bariones en el Universo local, donde aproximadamente la mitad del contenido bariónico estimado aún no ha sido detectado. Las simulaciones hidrodinámicas de formación de estructura indican que estos bariones no detectados podrían encontrarse en estructuras de gran escala, de baja densidad y temperaturas intermedias, en torno a las regiones de mayor concentración de materia. Emplearemos el efecto Sunyaev-Zel'dovich (SZ), una de las anisotropías secundarias más importantes, para estudiar la distribución de bariones en: i) escalas de cúmulos de galaxias, donde este efecto está bien caracterizado; ii) en escalas de supercúmulos de galaxias ($\gtrsim 0.5^\circ$), con el objetivo de encontrar indicios de las estructuras de gas difuso que podrían alojar los bariones que faltan.

A partir de observaciones de VSA, realizadas entre octubre de 2001 y julio de 2003 sobre un área de 82 grad^2 , se han construido mosaicos de siete regiones de cielo diferentes, y se ha obtenido el espectro de potencias en un rango de escalas multipolares $\ell \sim 300\text{-}1500$. Incluyendo observaciones anteriores de VSA se cubre un rango total $\ell \sim 150\text{-}1500$. El espectro de potencias resultante muestra con claridad los tres primeros picos acústicos, y es compatible con el obtenido por otros experimentos. Estos datos, en combinación con los resultados de otros experimentos de FCM, e incluyendo la información proveniente de observaciones de supernovas de tipo Ia y del rastreo de galaxias 2dFGRS, han sido utilizados para obtener estimaciones sobre los parámetros cosmológicos más relevantes: $\Omega_B h^2 = 0.022 \pm 0.001$, $\Omega_{\text{CDM}} h^2 = 0.109 \pm 0.004$, $H_0 = 69.8_{-2.6}^{+2.5} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\tau = 0.089_{-0.031}^{+0.029}$, $f_\nu < 0.093$, $n_{\text{es}} = 0.951 \pm 0.015$ y $\ln(10^{10} A_{\text{es}}) = 3.01_{-0.07}^{+0.06}$. Cuando se extiende el modelo mediante la inclusión del índice espectral variable con la escala y de la ecuación de estado de la energía oscura, se obtiene: $w = -1.09_{-0.16}^{+0.12}$ y $n_{\text{ve}} = -0.032_{-0.025}^{+0.029}$, mientras que los parámetros anteriores, a excepción de n_{es} , no se modifican significativamente.

Entre octubre de 2001 y noviembre de 2003 se han observado con VSA siete cúmulos de galaxias cercanos: A399, A401, A478, A1795, A2142, A2244 y Coma. Aunque estas observaciones están afectadas por FCM primordial, se han obtenido claras detecciones de efecto SZ (con un nivel de señal a ruido en torno a 8), salvo en A399, que produce un decremento poco significativo, y en A2244, que no produce efecto SZ detectable. Haciendo uso de imágenes de rayos-X de ROSAT se ha caracterizado la morfología de estos cúmulos de galaxias, y en combinación con los datos de SZ se han obtenido los decrementos centrales de temperatura. Con esta información se han estimado las fracciones de gas, obteniéndose un promedio ponderado sobre los cinco cúmulos con detecciones claras, $\bar{f}_{\text{gas}}^{\text{SZ}} = 0.074 \pm 0.014 h^{-1}$, compatible con el contenido bariónico de cúmulos de galaxias estimado a través de otros métodos. Estas observaciones han sido utilizadas también para obtener información cosmológica. Por un lado, asumiendo determinadas hipótesis sobre la fracción de masa estelar y sobre la densidad bariónica en cúmulos de galaxias, se ha estimado la densidad de materia universal. El resultado obtenido, $\bar{\Omega}_{\text{M}} = 0.27 \pm 0.10$, es compatible con las estimaciones de otros métodos. Por otro lado, combinando las medidas de rayos-X y de efecto SZ, se ha realizado una estimación de la constante de Hubble. Debido a la alta contaminación de FCM primordial en los datos de SZ, los resultados sobre los cúmulos individuales presentan una alta dispersión. Sin embargo, el promedio ponderado sobre los cinco cúmulos con detecciones claras, $H_0 = 86_{-32}^{+30} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (para un modelo cosmológico Λ CDM), aunque tiene una barra de error mayor, está de acuerdo con el valor obtenido a partir del FCM primordial, y también con otros resultados de métodos diferentes. Previsiblemente, un promedio sobre un mayor número de cúmulos permitiría obtener un valor mucho más preciso.

Se han realizado observaciones con VSA en la dirección del supercúmulo Corona Borealis, desti-

nadas a identificar posibles señales de efecto SZ extendido originado en estructuras difusas de gran escala. Estas observaciones han sido realizadas entre mayo de 2003 y marzo de 2004, cubriendo un área total de 24 grad^2 . Los mapas obtenidos de estas observaciones revelan detecciones marginales de efecto SZ en las posiciones de los 10 cúmulos más ricos de la región (cuando se realiza un promedio ponderado de los valores detectados se obtiene un nivel de señal a ruido de ~ 5). Se ha construido un mosaico de la región central del supercúmulo, en el que se observan cuatro intensos decrementos negativos de gran tamaño angular ($\sim 40\text{-}50'$). Se discute su posible origen en términos de anisotropías primarias de FCM, y/o efectos SZ provocados por cúmulos de galaxias o bien por una concentración de gas difuso templado/caliente de gran escala. Se han realizado simulaciones en las que se han incluido: i) FCM primordial, ii) ruido térmico, iii) fuentes puntuales residuales. Este análisis ha determinado que tres de estos decrementos son compatibles con FCM primordial, mientras que en el más intenso esta posibilidad tiene una baja probabilidad (0.38%). Este decremento se encuentra cerca del centro del supercúmulo, en una región sin cúmulos de galaxias conocidos. El mapa de ROSAT-R6 no muestra un exceso de emisión en la región de este decremento. A partir de aquí, se han realizado hipótesis sobre la morfología y los parámetros físicos característicos de una estructura filamentosa de gran escala orientada a lo largo de la línea de visión. Se ha determinado que una estructura de este tipo, con una temperatura y densidad compatibles con las estimaciones de las simulaciones para el gas difuso templado/caliente, no es capaz de generar un decremento SZ como el observado sin una emisión de rayos-X detectable en el mapa de ROSAT. Por lo tanto, para producir el decremento total observado se necesita una superposición de una anisotropía primaria negativa y un decremento SZ provocado por una concentración de gas difuso, o bien por un cúmulo de galaxias no conocido en la región. Una estructura de este tipo que produjera un $\sim 50\%$ del decremento total mediante efecto SZ sin emisión de rayos-X detectable en ROSAT tendría una masa del orden de la masa contenida en los cúmulos miembros del supercúmulo, y aproximadamente igual al 10% de la masa bariónica total del supercúmulo.

Por último, se presenta un estudio destinado también a la detección de efecto SZ extendido, pero utilizando los datos de primer año del satélite *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP). Asumiendo que las galaxias trazan la distribución del gas difuso, se ha construido una plantilla a partir del catálogo *2-Micron All Sky Survey* (2MASS), y se ha aplicado un método de correlación píxel a píxel con el mapa de todo el cielo de la banda W (94 GHz) de WMAP. Este estudio ha revelado una señal compatible con un efecto SZ con una significación de 4.6σ procedente de una región de 27 grad^2 con la mayor densidad proyectada de galaxias de todo el cielo. Utilizando los mapas de las otras bandas de WMAP se ha estudiado la dependencia espectral de esta señal, y se ha determinado que es compatible con la del efecto SZ. Se ha analizado su extensión angular, y se ha obtenido que es comparable a la de cúmulos de galaxias. Excluyendo los cúmulos de galaxias conocidos, y considerando también los presentes en la *Zone of Avoidance* (ZoA), la señal detectada inicialmente disminuye a niveles por debajo de 1σ .

Índice

1. El Fondo Cósmico de Microondas	1
1.1. Predicciones y primeros estudios del FCM	1
1.2. El modelo cosmológico estándar	4
1.2.1. El modelo de Friedmann	4
1.2.2. Condiciones iniciales	5
1.2.3. Historia térmica del Universo	6
1.2.4. Reionización	7
1.3. Las anisotropías del FCM	7
1.3.1. Anisotropías primarias	7
1.3.2. Anisotropías secundarias	9
1.3.3. Efectos de disipación	10
1.3.4. Contaminantes	11
1.4. Espectro de potencias de la radiación del FCM	12
1.4.1. Formalismo	12
1.4.2. Descripción funcional	13
1.5. Contexto general de esta tesis	14
1.6. Objetivos de esta tesis	16
1.7. Estructuración de esta tesis	17
2. El Very Small Array	19
2.1. La interferometría como técnica observacional	19
2.1.1. Descripción general	19
2.1.2. Sensibilidad de un interferómetro	22
2.1.3. Síntesis de apertura	22
2.1.4. Deconvolución del haz sintetizado	26
2.1.5. Medida del espectro de potencias del FCM a través de interferometría	28
2.2. Descripción instrumental	29
2.2.1. Instrumento principal	29
2.2.2. Sustractor de fuentes puntuales	31
2.3. Tratamiento de la señal y adquisición de los datos	33
2.4. Calibración	34
2.4.1. Calibración de amplitud y fase	35
2.4.2. Calibración de la temperatura de sistema	36
2.4.3. Calibración del apuntado y de la geometría	36
2.4.4. Calibración del sustractor de fuentes puntuales	37
2.5. Proceso de reducción de datos	38
2.5.1. Instrumento principal	38

2.5.2. Sustractor de fuentes puntuales	42
2.6. Proceso de elaboración de mapas	43
3. Observaciones con VSA de las anisotropías primarias del FCM	47
3.1. Introducción	47
3.2. Selección de los campos de observación	50
3.3. Descripción de las observaciones y reducción de los datos	51
3.4. Sustracción de fuentes puntuales	54
3.4.1. Efecto de las fuentes puntuales residuales	57
3.5. Mapas de VSA	58
3.6. Estimación del espectro de potencias	67
3.7. Estimación de parámetros cosmológicos	71
3.7.1. Metodología	71
3.7.2. Parametrización del modelo cosmológico	73
3.7.3. Datos de FCM y parámetros iniciales externos	75
3.7.4. Resultados	76
4. Observaciones con VSA del efecto Sunyaev-Zel'dovich en cúmulos de galaxias	83
4.1. Introducción	83
4.1.1. Descripción general del efecto SZ	84
4.1.2. Estado observacional del efecto SZ	86
4.1.3. Interés físico y cosmológico del efecto SZ	91
4.2. Selección de la muestra de cúmulos	95
4.3. Caracterización estructural de los cúmulos a través de imágenes de rayos-X	96
4.3.1. Observaciones de rayos-X	97
4.3.2. Modelado de los cúmulos	99
4.3.3. Método de ajuste	100
4.3.4. Resultados de los ajustes	101
4.4. Descripción de las observaciones y reducción de los datos	106
4.5. Sustracción de fuentes puntuales	107
4.6. Simulación de las observaciones en el plano de apertura	110
4.7. Mapas de VSA	111
4.8. Ajustes de los perfiles SZ	117
4.9. Estimación de la fracción de gas y de la densidad de materia	121
4.10. Estimación de distancias y de la constante de Hubble	124
5. Búsqueda de gas difuso en el supercúmulo Corona Borealis con VSA	129
5.1. Introducción	129
5.1.1. El problema de la identificación de los bariones	129
5.1.2. El medio intergaláctico templado/caliente	130
5.1.3. Métodos y tentativas de detección	131
5.2. El supercúmulo Corona Borealis	134
5.2.1. Supercúmulos de galaxias	134
5.2.2. Selección del supercúmulo	135
5.2.3. Descripción del supercúmulo Corona Borealis	136
5.3. Descripción de las observaciones y reducción de los datos	138
5.4. Sustracción de fuentes puntuales	138
5.4.1. Estimación del flujo independiente de la calibración de fase	140
5.5. Mapas de VSA	142
5.5.1. Comparación con WMAP	144
5.6. Detección de efecto SZ en cúmulos conocidos	147

5.7. Interpretación sobre el origen de las manchas negativas	149
5.7.1. Anisotropías primarias de FCM	149
5.7.2. Efecto SZ provocado por cúmulos de galaxias	153
5.7.3. Efecto SZ debido a MITC	156
6. Búsqueda estadística de gas difuso con WMAP	161
6.1. Introducción	161
6.1.1. Estudios anteriores y recientes	162
6.2. Descripción general del método estadístico	163
6.3. Descripción de los datos	164
6.3.1. Datos de FCM de WMAP	164
6.3.2. Plantilla de galaxias	164
6.4. Resultados y discusión	165
6.4.1. Análisis con todas las galaxias	166
6.4.2. Dependencia espectral	166
6.4.3. Efecto de los contaminantes galácticos	168
6.4.4. Extensión angular	171
6.4.5. Contribución de cúmulos de galaxias	172
7. Conclusiones	175
A. Acrónimos	181
B. Bibliografía	185
C. Agradecimientos	197

1

El Fondo Cósmico de Microondas

El Fondo Cósmico de Microondas (FCM) es un remanente del Universo primigenio, detectado en la actualidad como una radiación de fondo altamente isotrópica con una temperatura de 2.7 K. Es una de las evidencias observacionales más importantes de la teoría de la Gran Explosión. Su estudio es actualmente una de las herramientas más importantes en cosmología, y es el objeto de esta tesis. En este capítulo se presenta una descripción general del FCM, de los procesos físicos implicados, y de la ciencia que se deriva. El capítulo incluye una enumeración de los objetivos científicos principales de esta tesis, y concluye con una descripción de su estructura general.

1.1. Predicciones y primeros estudios del FCM

La existencia de un Fondo Cósmico de Microondas (FCM) fue propuesta inicialmente por Ralph Alpher y Robert Herman en la década de los 40 (Alpher & Herman, 1948), basándose en el modelo de la “Gran Explosión”. Esta teoría fue introducida por George Gamow para explicar la formación primigenia de núcleos más pesados que el hidrógeno (Gamow, 1946). Predijo que se necesitarían temperaturas del orden $\sim 10^9 - 10^{10}$ K para alcanzar las energías de enlace necesarias para crear estos núcleos más pesados. En un principio consideró que esta nucleosíntesis primordial podría ser la responsable del origen de todos los elementos observables en los espectros estelares, pero Fermi (1949) demostró que este proceso debía terminar en el helio-4. De acuerdo con este modelo, el Universo fue en sus inicios extremadamente denso y caliente, y a partir de ese estado se expandió con su consiguiente enfriamiento, de tal manera que en la actualidad conserva una temperatura no nula remanente de esa primera fase, que se manifestaría como un fondo frío de radiación altamente isotrópico y con un espectro próximo al de un cuerpo negro. Esta idea era defendida y aceptada por Gamow y sus colaboradores. Alpher & Herman (1949) fijaron el valor actual de la temperatura en ~ 5 K, sorprendentemente sólo un factor 2 superior al valor establecido actualmente. Estos estudios no generaron sin embargo un interés inmediato por encontrar una confirmación experimental de este fondo de radiación, como consecuencia en parte del reconocimiento de que la tecnología de la época no permitía la construcción de detectores lo suficientemente sensibles como para detectar una radiación tan débil, y también debido a un cierto escepticismo respecto a la aceptación de la teoría de la Gran Explosión, especialmente entre los defensores de la teoría del “Estado Estacionario” como alternativa. Esta teoría fue impulsada por Hermann Bondi, Thomas Gold y Fred Hoyle y consideraba que la expansión observada del Universo era provocada por un mecanismo de generación continuo de materia, que fijaba la densidad promedio del Universo a un valor constante (Bondi & Gold, 1948). La existencia de un FCM no podía ser explicada por este modelo.

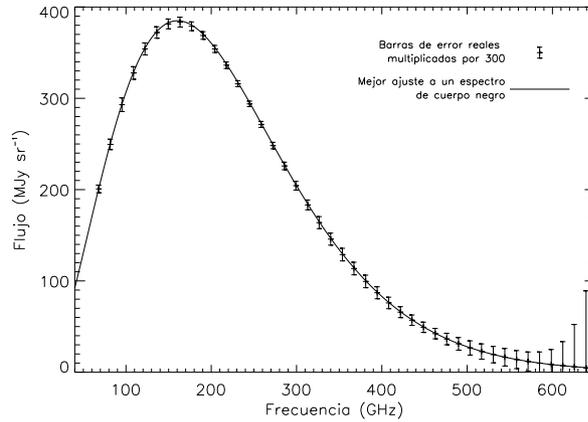


Figura 1.1: Espectro de la radiación del FCM medido por FIRAS. Las barras de error representadas han sido aumentadas en un factor 300 respecto a las reales para facilitar su visualización. La línea continua representa el mejor ajuste de estos datos a un espectro de cuerpo negro, y corresponde a una temperatura de 2.728 K (Fixsen et al., 1996). Las medidas discretas de FIRAS representadas han sido obtenidas de la base de datos LAMBDA¹.

Incluso antes de la predicción de su existencia, la radiación del FCM había sido detectada de manera casual e indirecta: Adams (1941) identificó en el medio interestelar moléculas de CN en estados excitados, lo cual fue atribuido a cierta radiación de temperatura 2.3 K. Sin embargo, el origen de esta radiación no generó mucho interés. El descubrimiento final fue realizado casi por casualidad. A principios de la década de los 60, los ingenieros de los laboratorios de la compañía *Bell Telephone* en Nueva Jersey, detectaron un exceso de ruido sistemático en la señal recibida por sus antenas. La primera referencia a este problema fue la de Ohm (1961), a partir de medidas a una longitud de onda de 5.3 cm. Este exceso de señal fue atribuido fundamentalmente a ruido atmosférico, situando un límite superior de 1 K sobre la temperatura de la posible componente de la señal de origen cosmológico. Poco después, en los mismos laboratorios pero utilizando medidas a 7.35 cm de una antena mejor calibrada y con una mayor sensibilidad, Arno Penzias y Robert Wilson llevaron a cabo un estudio más exhaustivo de los posibles errores sistemáticos. Tras ser eliminados, el exceso de señal permanecía, y correspondía a una radiación a 3.5 K (Penzias & Wilson, 1965). Tras una discusión con el grupo de Robert Dicke en Princeton, que en esos momentos estaba envuelto en la reformulación de la teoría de la Gran Explosión y en el diseño de un telescopio de similares características destinado precisamente a la detección del FCM, este exceso de radiación fue finalmente confirmado como la primera evidencia observacional del FCM (Dicke et al., 1965). Penzias y Wilson fueron galardonados por ello con el Premio Nobel de Física en 1978.

Tras el descubrimiento del FCM, se desarrollaron diversos experimentos destinados a realizar observaciones más precisas. Estos estudios determinaron dos características de esta radiación que se consideraban necesarias para confirmar su origen primordial: i) un espectro de cuerpo negro, medido en el rango de longitudes de onda $1 \text{ cm} \lesssim \lambda \lesssim 1 \text{ m}$ (véase por ejemplo Roll & Wilkinson (1966) o Howell & Shakeshaft (1967)); ii) un alto nivel de isotropía, imponiendo un límite superior para las fluctuaciones de temperatura en escalas de $15^\circ - 180^\circ$, $\Delta T/T_0 \lesssim 10^{-3}$ (Partridge & Wilkinson, 1967). (En el artículo de revisión de Weiss (1980) y en el libro de Partridge (1995) puede encontrarse una descripción extensa de estas observaciones pioneras). El satélite *COsmic Background Explorer* (COBE), lanzado en 1989, fue uno de los primeros dedicados específicamente a estudiar la radiación del FCM, y proporcionó información sin precedentes sobre sus características físicas (Smoot et al., 1992). Este satélite transportaba tres instrumentos, el *Diffuse InfraRed Background Experiment*

¹http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/firas_monopole_get.cfm

(DIRBE), el *Differential Microwave Radiometer* (DMR) y el *Far InfraRed Absolute Spectrophotometer* (FIRAS). FIRAS fue diseñado para medir el espectro de la radiación del FCM en el rango de longitudes de onda $0.5 < \lambda < 5$ mm. Los resultados que obtuvo, representados en la figura 1.1, determinaron un espectro de cuerpo negro con una temperatura $T_0 = 2.728 \pm 0.004$ K (nivel de confianza del 95 %; Fixsen et al. (1996)), con desviaciones menores del 0.03 % respecto a un espectro de cuerpo negro perfecto. Posteriormente, Mather et al. (1999) derivaron un valor más preciso, $T_0 = 2.725 \pm 0.002$ K, mediante una mejor caracterización de la calibración.

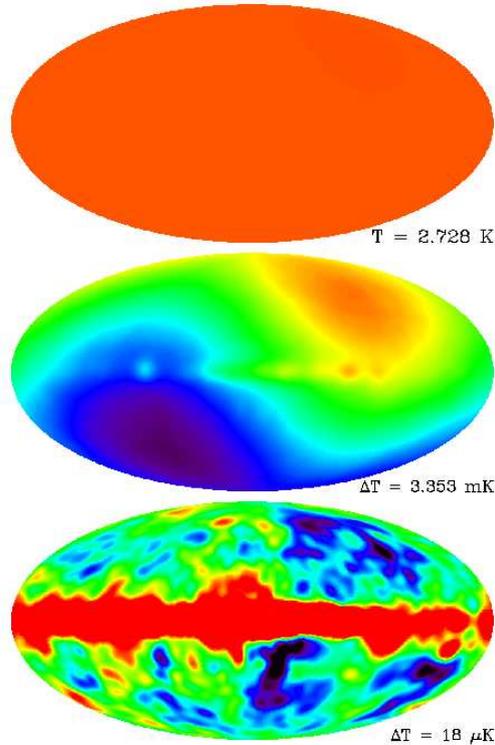


Figura 1.2: Mapas de FCM de todo el cielo a 53 GHz obtenidos por COBE-DMR a través de su campaña de cuatro años de observación. El panel superior muestra la isotropía de gran escala de la radiación del FCM, en un intervalo de temperaturas 0–4 K. En el panel intermedio se resalta la componente dipolar, utilizando una escala de temperaturas apropiada. En el panel inferior se muestra el mapa resultante de sustraer el dipolo. Estas imágenes han sido obtenidas de la base de datos LAMBDA².

El experimento DMR fue diseñado para obtener mapas sensibles de todo el cielo, utilizando tres pares de radiómetros a frecuencias de 31, 53 y 90 GHz respectivamente, y con una resolución angular de 7° . El análisis de los datos obtenidos durante cuatro años de observación permitió extraer tres importantes conclusiones (Bennett et al., 1996), que se esquematizan en la figura 1.2:

- i) La detección de un nivel de radiación homogéneo en todo el cielo (monopolo), con una temperatura de 2.725 ± 0.020 K, en excelente acuerdo con la medida de FIRAS.
- ii) Una componente dipolar, en forma de una anisotropía de gran escala del orden $\Delta T/T_0 \sim 10^{-3}$, y con una amplitud 3.353 ± 0.024 mK en la dirección dada por las coordenadas galácticas

²http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dmr_image.cfm

$(l, b) = (264^\circ.26 \pm 0^\circ.33, 48^\circ.22 \pm 0^\circ.13)$ (este resultado est1 de acuerdo con el determinado por Fixsen et al. (1996) a trav3s de medidas de FIRAS). Esta componente se atribuye al movimiento del Sistema Solar respecto al sistema de referencia en el que la radiaci3n es isotr3pa en grandes escalas.

- iii) Fluctuaciones de temperatura a un nivel $\Delta T/T_0 \sim 10^{-5}$ en escalas angulares de 7° , correspondientes a 3rdenes multipolares m1s altos, y que aparecen tras sustraer la componente dipolar.

De esta manera, las medidas de COBE fueron las primeras en detectar fluctuaciones de temperatura en el FCM. Su peque1a amplitud es la causa de que tardaran 25 a1os en ser observadas. Este resultado confirm3 las predicciones iniciales basadas en modelos te3ricos simples, que indicaban que los procesos de formaci3n de galaxias deb1an producir peque1as fluctuaciones en el FCM (Sachs & Wolfe, 1967; Silk, 1968). A partir de este momento, la medida de estas peque1as fluctuaciones ha sido crucial para entender el origen de la estructura de gran escala del Universo. John Mather y George Smoot, investigadores principales de FIRAS y DMR respectivamente, han sido galardonados recientemente con el Premio Nobel de F1sica de 2006.

1.2. El modelo cosmol3gico est1ndar

1.2.1. El modelo de Friedmann

El descubrimiento del FCM consolid3 la teor1a de la Gran Explosi3n como base del modelo cosmol3gico est1ndar, descartando modelos alternativos. Los dos pilares fundamentales de este modelo son la Teor1a General de la Relatividad de Einstein, y el Principio Cosmol3gico, que establece que el Universo es homog3neo e isotr3po en grandes escalas (Weinberg, 1972; Padmanabhan, 1993). La geometr1a de un Universo homog3neo e isotr3po est1 descrita en un sistema de cuatro dimensiones (espacio y tiempo) por la m3trica de Robertson–Walker,

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

donde $a(t)$ es el factor de escala, definido igual a la unidad en la actualidad, $a(t_0) = 1$; $k = -1, 0, +1$ define respectivamente un Universo abierto, plano o cerrado. Para describir la evoluci3n del par1metro $a(t)$ se aplica la Relatividad General. Las ecuaciones de Einstein determinan, para una m3trica de Robertson-Walker, el modelo de Friedmann, descrito por las siguientes ecuaciones:

$$\frac{2\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = -\frac{8\pi G}{c^2} p - \frac{kc^2}{a^2} + \Lambda c^2 , \quad (1.2)$$

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} , \quad (1.3)$$

donde p y ρ representan respectivamente la presi3n y la densidad, y Λ es la ‘‘constante cosmol3gica’’.

El ritmo de expansi3n del Universo est1 determinado por la constante de Hubble, $H_0 = (\dot{a}/a)_{t_0}$, que normalmente se representa como $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, siendo $h \sim 0.7$ la constante de Hubble normalizada. Definiendo los siguientes par1metros adimensionales, respectivamente para la densidad de masa, la curvatura y la densidad de energ1a oscura (o densidad del vac1o) del Universo:

$$\Omega_M = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_0 , \quad \Omega_K = -\frac{kc^2}{a_0^2 H_0^2} \quad \text{y} \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} , \quad (1.4)$$

la ecuaci3n (1.3), evaluada en el instante actual ($a(t_0) \equiv a_0 = 1$), queda como

$$\Omega_M + \Omega_K + \Omega_\Lambda = 1 . \quad (1.5)$$

La densidad total del Universo se denota en su forma adimensional como $\Omega_{\text{TOT}} = \Omega_{\text{M}} + \Omega_{\Lambda} = 1 - \Omega_{\text{K}}$, y la densidad crítica representa el valor que ésta debería tener en el caso de que la geometría del Universo fuera plana ($\Omega_{\text{K}} = 0 \Rightarrow \Omega_{\text{TOT}} = 1$), $\rho_c = 3H_0^2/(8\pi G) = 1.879 h^2 \times 10^{-29} \text{ g cm}^{-3}$, de manera que $\Omega_{\text{M}} = \rho_0/\rho_c$. El contenido material del Universo se divide fundamentalmente en materia bariónica ordinaria y materia oscura fría, que interacciona con la materia bariónica sólo a través de efectos gravitatorios. Las proporciones de estas dos componentes respecto a la densidad crítica se representan respectivamente por Ω_{B} y Ω_{CDM} (CDM proviene del término inglés *Cold Dark Matter*). Se considera también una componente de materia oscura caliente, Ω_{ν} , en forma de neutrinos relativistas, que podría generar un efecto pequeño pero potencialmente observable en el FCM (Dodelson et al., 1996). De manera general entonces $\Omega_{\text{M}} = \Omega_{\text{B}} + \Omega_{\text{CDM}} + \Omega_{\nu}$.

La ecuación (1.5) determina el contenido relativo de cada componente. La información observacional de que se dispone actualmente (véase por ejemplo Lahav (2006) y sus referencias) favorece un Universo plano ($\Omega_{\text{K}} \approx 0$), con proporciones relativas de materia y de densidad de energía oscura respectivamente del $\sim 30\%$ y del $\sim 70\%$. El contenido de materia se divide en un $\sim 20\%$ de materia bariónica y un $\sim 80\%$ de materia oscura fría, mientras que la densidad de neutrinos tiene un valor marginal. La energía oscura está descrita por su ecuación de estado $w = p/\rho$, siendo p y ρ su presión y su densidad respectivamente. Normalmente se considera la existencia de una constante cosmológica ($w = -1$) como explicación para la energía oscura. Un modelo cosmológico de este tipo, en el que el contenido energético del Universo está dominado por una constante cosmológica, y el contenido de materia por la materia oscura fría, se denota como ΛCDM .

1.2.2. Condiciones iniciales

Un modelo completo del Universo debe incluir una descripción estadística de las pequeñas inhomogeneidades iniciales que dieron lugar a la estructura del Universo actual. El mecanismo que explica la formación de estas perturbaciones iniciales es la inflación (Guth, 1981; Kolb & Turner, 1990), que propone una expansión acelerada del Universo, prácticamente exponencial ($a(t) \propto e^t$), inducida por una determinada energía con un valor negativo de la presión. En la mayoría de los modelos, esta energía es suministrada por el potencial $V(\phi)$ de un campo escalar ϕ . Las fluctuaciones cuánticas de este campo son amplificadas durante la expansión, de manera que atraviesan el horizonte. Cuando termina el proceso, el horizonte aumenta de tamaño más rápidamente que el factor de escala, de manera que eventualmente las fluctuaciones pueden volver a entrar en el horizonte. La teoría inflacionaria es además capaz de proporcionar una explicación a dos deficiencias del modelo estándar:

- i) El problema del horizonte. El Universo es en la actualidad homogéneo en grandes escalas, sugiriendo que inicialmente se encontraba en equilibrio térmico. Sin embargo, no se explica cómo dos regiones muy separadas han podido estar en el pasado en contacto causal, puesto que la luz no ha tenido tiempo de viajar de un sitio a otro. En el marco de la teoría de la inflación, esto se explica en base a que partículas que inicialmente se encontraban en contacto causal atravesaron sus horizontes locales tras la expansión exponencial.
- ii) El problema de la planitud. La geometría del Universo actual es prácticamente plana ($\Omega_{\text{TOT}} = 1$), y el modelo estándar no tiene ninguna propiedad que favorezca este valor preferencial. En la teoría inflacionaria esto se explica en base a que la expansión provocó un aumento del radio de curvatura hasta el infinito, dando lugar a una geometría plana.

Las fluctuaciones iniciales pueden ser de dos tipos: i) de “isocurvatura”, en las que las perturbaciones de materia compensan las perturbaciones de la radiación de forma que la densidad de energía total permanece constante ($\delta\rho = \delta(\rho_{\text{M}} + \rho_{\gamma}) = 0$); ii) “adiabáticas”, en cuyo caso la entropía de cada componente permanece constante ($(\delta\rho/\rho)_{\text{M}} = \frac{3}{4}(\delta\rho/\rho)_{\gamma}$). Los modelos inflacionarios predicen fluctuaciones adiabáticas (Kolb & Turner, 1990), aunque las de isocurvatura son también posibles (Peebles, 1999).

Los modelos inflacionarios predicen que las perturbaciones iniciales obedecen una estadística Gaussiana. En este caso, sus propiedades quedan completamente descritas por su espectro de potencias, $P(k)$. Esta funci3n define la variaci3n de la perturbaci3n com3vil con la escala k , y desarrollada en serie de Taylor adopta la expresi3n:

$$\ln P(k) = \ln P(k_c) + (n_{\text{es}} - 1) \ln \frac{k}{k_c} + \frac{1}{2} \frac{dn}{d \ln k} \Big|_{k_c} \ln^2 \frac{k}{k_c} + \dots, \quad (1.6)$$

siendo k_c un punto de referencia arbitrario. En los modelos m3s simples se consideran s3lo los dos primeros t3rminos de este desarrollo, de forma que las condiciones iniciales de las perturbaciones de densidad quedan descritas por dos par3metros: su amplitud, cuya normalizaci3n est3 definida a trav3s del valor $P(k_c)$ en la escala de referencia k_c , y la pendiente del espectro, definida por el 3ndice espectral escalar n_{es} . Los modelos inflacionarios est3ndares predicen que las fluctuaciones iniciales son independientes de la escala, esto es, la contribuci3n a la varianza de las fluctuaciones es igual en cada intervalo logar3tmico de escala. Un espectro de este tipo se denomina ‘‘Harrison-Zel’dovich’’ (Harrison, 1970; Zel’dovich, 1972), y tiene una forma funcional potencial con $n_{\text{es}} = 1$. Algunos estudios en los que los datos de que se dispone permiten alcanzar un grado de precisi3n mayor, requieren la consideraci3n del tercer t3rmino del desarrollo anterior, como se ver3 en el apartado 3.7.2. Adem3s de estos modos escalares (perturbaciones de densidad), la inflaci3n genera modos tensoriales (ondas gravitatorias), cuyo espectro de potencias est3 tambi3n caracterizado por una amplitud, que normalmente se expresa a trav3s de su cociente R respecto a la amplitud de los modos escalares, y por una pendiente n_T .

1.2.3. Historia t3rmica del Universo

El modelo est3ndar se fundamenta en la teor3a de la Gran Explosi3n, que establece que el Universo tiene un origen en el tiempo. Se trataba originariamente, tras la finalizaci3n de la etapa inflacionaria en un instante de tiempo $t \simeq 10^{-32}$ s, de un ‘‘fluido de bariones y fotones’’, esto es una enorme concentraci3n de part3culas, principalmente fotones, leptones, mesones, neutrinos, electrones, nucleones y sus antipart3culas correspondientes, todas en equilibrio t3rmico con temperaturas superiores a los 10^{12} K y densidades de energ3a por encima de la masa de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV). Las proporciones relativas de las part3culas y de sus antipart3culas permanec3an aproximadamente constantes, gracias a reacciones de creaci3n y aniquilaci3n. En este medio denso las part3culas permanec3an fuertemente acopladas debido a los procesos de dispersi3n Compton y a interacciones electromagn3ticas. El ritmo con el que se producen estas interacciones entre part3culas es mucho mayor que el ritmo de expansi3n del Universo, $H(t)$, lo que garantiza que se mantenga el equilibrio termodin3mico. Por otro lado, la hip3tesis de homogeneidad garantiza que todas las regiones del Universo tienen igual temperatura. En estas condiciones, la dispersi3n que producen las part3culas sobre la radiaci3n hace que el camino libre medio de los fotones sea muy bajo, de manera que 3stos no pueden viajar libremente y el medio es opaco a la radiaci3n. A medida que el Universo evoluciona, su temperatura y su densidad disminuyen como consecuencia de la expansi3n. Despu3s de $t \simeq 1$ s el Universo se hab3a expandido lo suficiente para provocar una disminuci3n de su temperatura hasta 10^{10} K, provocando el desacoplamiento de los neutrinos y los antineutrinos, que abandonan el equilibrio t3rmico con el resto de part3culas. En $t \simeq 14$ s, con una temperatura de 3×10^9 K, los electrones y los positrones empezaron a ser aniquilados m3s r3pidamente que regenerados a partir de los fotones y de los neutrinos, y este hecho provoc3 una disminuci3n de la velocidad de enfriamiento. Despu3s de $t \simeq 3$ min los neutrones y los protones comienzan a crear n3cleos complejos, empezando por el deuterio, y m3s tarde estos n3cleos dieron lugar a su vez a n3cleos de helio. Poco m3s tarde comienza la nucleos3ntesis primordial: el deuterio se hace estable y aumenta el n3mero de n3cleos de helio.

A partir de ah3 los procesos de recombinaci3n (del tipo $p + e \rightarrow \text{H} + \gamma$) van siendo cada vez m3s importantes, superando a los procesos de ionizaci3n, hasta que a una temperatura de ~ 3000 K

la mayoría de los electrones y protones se ha unido dando lugar a átomos neutros. Esta etapa recibe el nombre de “recombinación”. Casi simultáneamente se produjo el “desacoplamiento” de la radiación y la materia, como consecuencia de que el ritmo de interacción entre los fotones y los electrones disminuyó por debajo del ritmo de expansión del Universo, de manera que aumentó significativamente el camino libre medio de los fotones. Desde ese momento los fotones pueden viajar libremente siguiendo las curvas geodésicas del espacio-tiempo. Se puede demostrar que, en el modelo de Friedmann, la radiación conserva su espectro Planckiano durante su trayectoria, pero variando su temperatura según la ecuación $T = T_0(1+z)$ (Weinberg, 1972), donde T_0 es el valor de la temperatura en la actualidad y z el desplazamiento al rojo, definido como $z = a(t_0)/a(t) - 1$. A partir de aquí, y con la temperatura anterior, se deduce que el desacoplamiento se produjo en un desplazamiento al rojo $z_{\text{des}} \approx 1100$ (véase por ejemplo Spergel et al. (2003)). La región donde tuvo lugar el desacoplamiento se denomina “superficie de última dispersión” (SUD). Las inhomogeneidades en la distribución en la densidad de materia en la SUD son las que crearon las anisotropías en la radiación del FCM, como se verá más adelante. Estas perturbaciones de densidad crecieron posteriormente por efectos gravitatorios, generando la estructura de gran escala que observamos hoy, y por este motivo el estudio de las anisotropías del FCM proporciona valiosa información sobre los procesos iniciales de formación de estructura. Debido a que el desacoplamiento no es un proceso instantáneo, la SUD tiene un determinado grosor, $\Delta z_{\text{des}} \approx 200$, lo que provoca, como veremos, que las anisotropías en determinadas escalas queden difuminadas.

1.2.4. Reionización

Tras la recombinación, en $z_{\text{des}} \approx 1100$, el Universo pasó a ser netamente neutro. Evidencias observacionales, basadas en la ausencia de un efecto Gunn-Peterson (Gunn & Peterson, 1965) en los espectros de absorción de cuásares lejanos, indican una abundancia de hidrógeno neutro en el medio interestelar menor de la esperada. Esto demuestra que en algún momento posterior a la recombinación el Universo fue reionizado. Diversos tipos de estudios (Kogut et al., 2003) indican que este proceso se produjo de manera casi instantánea en un desplazamiento al rojo $z_{\text{re}} \sim 10 - 20$, como consecuencia de la absorción de radiación procedente fundamentalmente de cuásares y de estrellas recientemente formadas. Este proceso tiene un efecto sobre el FCM, de mayor o menor importancia en función del instante en el que se produjo, que está determinado por la profundidad óptica,

$$\tau = \int_0^{z_{\text{re}}} \frac{\sigma_{\text{T}} n_e(z)}{(1+z)^2 H(z)} dz \quad , \quad (1.7)$$

siendo σ_{T} la sección eficaz de dispersión de Thomson y $n_e(z)$ la densidad de electrones libres en función del desplazamiento al rojo.

1.3. Las anisotropías del FCM

Como se ha indicado, las perturbaciones de densidad en la SUD generaron fluctuaciones en la radiación emergente. Este tipo de variaciones en la temperatura del FCM, de origen primordial, se denomina “anisotropías primarias”. Además, en el trayecto de los fotones desde la SUD hasta el observador, intervienen diversos procesos físicos, de carácter gravitatorio o bien dispersivo, que generan otro tipo de fluctuaciones denominadas “anisotropías secundarias”. A continuación describiremos los principales mecanismos que generan tanto anisotropías primarias como secundarias. Existen diversos libros (por ejemplo Lachièze-Rey & Gunzig (1999)) y artículos de revisión (White et al., 1994; Hu & Dodelson, 2002) que tratan este tema detalladamente.

1.3.1. Anisotropías primarias

El cálculo del efecto de las fluctuaciones de densidad sobre la radiación del FCM requiere la

realizaci3n de una integral a lo largo del grosor de la SUD. La variaci3n relativa de temperatura observada en la actualidad en la direcci3n de un vector unitario \hat{q} est1 dada por la expresi3n:

$$\frac{\Delta T}{T_0}(\hat{q}) = \frac{1}{4} \frac{\delta \rho_\gamma}{\rho_\gamma} - \hat{q} \cdot \vec{v} - \frac{1}{3} \delta \Phi \quad , \quad (1.8)$$

donde ρ_γ es la densidad de la radiaci3n, \vec{v} es la velocidad del observador respecto a la SUD, y $\delta \Phi$ representa la variaci3n del potencial gravitatorio. Cada uno de los tres t3rminos del segundo miembro de esta ecuaci3n representa un mecanismo independiente de generaci3n de anisotropi1s primarias. Describiremos a continuaci3n estos mecanismos, siguiendo el orden dado por los t3rminos segun aparecen en la ecuaci3n.

Fluctuaciones intrinsecas

Al finalizar la etapa inflacionaria, las perturbaciones en el potencial gravitatorio, dominado por la materia oscura, evolucionan libremente en el seno del fluido de bariones y fotones. Se crean pozos de potencial que atraen gravitatoriamente a este fluido. Se produce entonces una compresi3n, y en consecuencia un aumento de la temperatura y de la presi3n de radiaci3n, hasta que llega un momento en el que el gradiente de presi3n supera al gradiente gravitatorio y el proceso se invierte, origin1ndose una expansi3n del medio. Se establece as1 una competencia entre el potencial gravitatorio y la presi3n de radiaci3n que determina sucesivas repeticiones de este proceso de compresi3n y expansi3n, y la aparici3n de oscilaciones ac3sticas en el fluido de bariones y fotones. Las perturbaciones, que son de peque1a magnitud, evolucionan linealmente, lo que significa que cada modo de Fourier evoluciona de manera independiente, y puede ser descrito por un oscilador arm3nico cuya frecuencia est1 determinada por la velocidad del sonido en el fluido. Si son adiab1ticas, las fluctuaciones en la densidad del fluido del orden $(\delta \rho_M / \rho_M) / 3$ implican fluctuaciones de radiaci3n $(\delta \rho_\gamma / \rho_\gamma) / 4$, que se traducen en variaciones en temperatura, segun se indica en la ecuaci3n (1.8).

Tras la recombinaci3n los bariones y la radiaci3n se desacoplan y los fotones pueden viajar libremente. De esta manera, las oscilaciones ac3sticas que se produjeron dentro de la SUD quedan codificadas en esta radiaci3n, y son proyectadas en el cielo en forma de una serie de picos ac3sticos, que son detectables en el espectro de potencias de la radiaci3n del FCM, como se ver1 en el apartado 1.4. Se puede demostrar (Padmanabhan, 1993) que en este caso la dependencia de las fluctuaciones de temperatura con la escala angular θ est1 dada por

$$\left(\frac{\Delta T}{T_0} \right)_{\text{Int}} = \frac{1}{4} \frac{\delta \rho_\gamma}{\rho_\gamma} \propto \begin{cases} \theta^{(1-n_{\text{es}})/2} & (\theta < \theta_{\text{H-des}}) \\ \theta^{-(1+n_{\text{es}})/2} & (\theta > \theta_{\text{H-des}}) \end{cases} \quad . \quad (1.9)$$

Por lo tanto, en el caso de un espectro Harrison-Zel'dovich ($n_{\text{es}} = 1$), estas fluctuaciones son apreciables en escalas angulares menores que el 1ngulo subtendido por el horizonte en la SUD ($\theta_{\text{H-des}} \sim 1^\circ$).

Efecto Doppler

Las oscilaciones en la densidad del fluido en la SUD causan variaciones del potencial gravitatorio que a su vez provocan un movimiento de materia. Se genera entonces un campo de velocidades, con un desfase de $\pi/2$ respecto a las variaciones en la temperatura; las compresi3nes y las expansi3nes corresponden a valores nulos de la velocidad, mientras que en los puntos intermedios en los que se equilibran el potencial gravitatorio y la presi3n de radiaci3n la velocidad alcanza un valor m1ximo. Este movimiento del fluido provoca un desplazamiento Doppler que se manifiesta como una anisotropi1 en la temperatura. En principio, si este efecto se proyectara de igual manera que la temperatura, eliminar1a los picos ac3sticos. Sin embargo, el efecto Doppler tiene una dependencia direccional, debido a que s3lo interviene la componente de la velocidad proyectada sobre la l1nea de

visión; se trata formalmente de una anisotropía dipolar. En este caso (Padmanabhan, 1993),

$$\left(\frac{\Delta T}{T_0}\right)_{\text{Doppler}} = -\hat{q} \cdot \vec{v} \propto \begin{cases} \theta^{(3-n_{\text{es}})/2} & (\theta < \theta_{\text{H-des}}) \\ \theta^{-(1+n_{\text{es}})/2} & (\theta > \theta_{\text{H-des}}) \end{cases} \quad (1.10)$$

Por lo tanto, para $n_{\text{es}} = 1$, las fluctuaciones de temperatura que provoca este efecto aumentan con la escala angular hasta $\theta_{\text{H-des}} \sim 1^\circ$, y disminuyen por encima de ese valor.

Efecto Sachs-Wolfe (SW)

Durante la recombinación los fotones y los bariones se encuentran confinados en pozos de potencial. Los fotones que sufren la última dispersión necesitan superar esas barreras de potencial, y por ello abandonan la SUD con una diferencia en su potencial gravitatorio $\delta\Phi$ respecto al observador. En consecuencia sufren un desplazamiento al rojo gravitatorio, que depende de la magnitud de $\delta\Phi$ (Sachs & Wolfe, 1967). Si se supone un Universo plano y fluctuaciones iniciales adiabáticas, se demuestra que la fluctuación de temperatura que se produce, que es combinación de este término gravitatorio y de un término asociado a la adiabaticidad, es $-\delta\Phi/3$. Por otro lado, la dependencia con la escala angular viene dada por (Padmanabhan, 1993)

$$\left(\frac{\Delta T}{T_0}\right)_{\text{SW}} = -\frac{1}{3}\delta\Phi \propto \begin{cases} \theta^{(5-n_{\text{es}})/2} & (\theta < \theta_{\text{H-des}}) \\ \theta^{(1-n_{\text{es}})/2} & (\theta > \theta_{\text{H-des}}) \end{cases} \quad (1.11)$$

Considerando $n_{\text{es}} = 1$, se deduce que el efecto SW es despreciable en escalas angulares pequeñas, y domina con un valor constante en escalas angulares mayores que el tamaño del horizonte. Las fluctuaciones mayores que el horizonte en la SUD, aún no han evolucionado significativamente, y por ello las fluctuaciones de temperatura en esta escala contienen valiosa información sobre las condiciones iniciales.

1.3.2. Anisotropías secundarias

En función del carácter del fenómeno físico que interactúa con los fotones del FCM en su trayectoria desde la SUD hasta el observador, las anisotropías secundarias pueden ser clasificadas en gravitatorias o dispersivas. A continuación expondremos las más importantes de cada tipo.

Efectos gravitatorios

El principal mecanismo de este tipo es el efecto Sachs Wolfe Integrado (ISW; Sachs & Wolfe (1967)), que se produce cuando los fotones atraviesan pozos de potencial variables con el tiempo. Los fotones experimentan un desplazamiento al azul (ganan energía) cuando penetran en un pozo de potencial, y un desplazamiento al rojo (pierden energía) al abandonarlo. En estructuras estáticas estos dos efectos se cancelan mutuamente, pero en caso de una variación temporal, si el potencial decrece se produce una ganancia neta de energía. Este efecto origina un aumento de la temperatura proporcional a la integral a lo largo de la línea de visión de la derivada temporal del potencial, $\dot{\Phi}$. Existe un efecto ISW que se produce justo después de la recombinación, en estructuras próximas a la SUD, y otro más tardío, originado en estructuras con bajo desplazamiento al rojo. Este último se manifiesta en escalas angulares grandes y es significativo sólo en caso de que exista una constante cosmológica con una contribución importante. El hecho de que se manifieste en escalas angulares grandes dificulta su detectabilidad directa, siendo necesario recurrir a técnicas indirectas basadas en correlaciones con otros trazadores del potencial gravitatorio. La importancia del ISW reside en que es muy sensible a las propiedades de la energía oscura, tales como su densidad (aumenta significativamente con Ω_Λ) o su ecuación de estado.

Existen otros dos fen3menos, de segundo orden y menos significativos, similares al ISW. El efecto Rees-Sciama (RS; Rees & Sciama (1968)) es an3logo al ISW pero generado en el r3gimen no lineal. Aunque podr3a originarse en determinadas estructuras cercanas, tales como vac3os de materia, en el modelo cosmol3gico est3ndar se estima que su contribuci3n es despreciable. Por otro lado, existe otro efecto debido a los modos tensoriales. Estos modos, producidos previsiblemente por la inflaci3n, generan perturbaciones cuadrupolares en la m3trica del espacio-tiempo. Si sus amplitudes var3an con el tiempo, pueden producir distorsiones de gran escala angular, que son por lo tanto dif3cilmente observables. El m3todo m3s eficaz para su detecci3n se basa en la polarizaci3n generada por las ondas gravitatorias.

Por 3ltimo, efectos de lente gravitatoria generados en estructuras masivas de gran escala podr3an afectar las trayectorias de los fotones del FCM (Blanchard & Schneider, 1987). Este mecanismo no podr3a generar anisotrop3as de manera independiente, sino modificar las previamente creadas, de manera que se trata de un efecto de segundo orden. S3lo podr3a ser observable en escalas angulares muy peque3as ($\lesssim 10'$).

Efectos dispersivos

La reionizaci3n del Universo da lugar a una nueva superficie de dispersi3n, m3s pr3xima ($z_{\text{re}} \sim 10 - 20$) que la SUD ($z_{\text{des}} \approx 1100$). En este caso, la profundidad 3ptica del medio es baja, de forma que el acoplamiento entre los bariones y fotones no es tan intenso como antes de la recombinaci3n, el camino libre medio de los fotones es del orden del tama3o del horizonte, y no se pueden generar oscilaciones ac3sticas. Esta superficie provoca una disminuci3n de potencia sobre las anisotrop3as generadas en la SUD en escalas angulares menores que el tama3o del horizonte ($\theta_{\text{H-re}} \sim 1'$), al mismo tiempo que genera nuevas fluctuaciones a trav3s de procesos dispersivos (Sugiyama et al., 1993). De manera similar, se produce el efecto Ostriker-Vishniac (OV; Ostriker & Vishniac (1986); Vishniac (1987)), que es de segundo orden.

El mecanismo de tipo dispersivo m3s importante es el efecto Sunyaev-Zel'dovich (SZ; Sunyaev & Zeldovich (1970, 1972)), y es debido a la dispersi3n Compton inversa que sufren los fotones del FCM cuando atraviesan concentraciones de gas caliente con electrones libres, como las presentes en los c3mulos de galaxias m3s ricos. Este efecto puede ser de car3cter t3rmico, cuando el movimiento de los electrones es debido a agitaci3n t3rmica, o cin3tico, cuando se produce como consecuencia del movimiento propio del c3mulo. Provoca fluctuaciones no Gaussianas que dominan sobre las dem3s anisotrop3as secundarias en escalas angulares m3s peque3as que las subtendidas por los c3mulos de galaxias t3picos ($\sim 1 - 4'$). El efecto SZ es la base del estudio que se presenta en el cap3tulo 4, y por ello en su introducci3n se exponen detalladamente su fundamentaci3n te3rica, estado observacional y utilidad pr3ctica. Adem3s de las concentraciones de gas caliente de los c3mulos de galaxias, otro tipo de estructuras m3s difusas y de menor temperatura, presentes en regiones de gran escala como los superc3mulos de galaxias, tambi3n podr3an generar un efecto SZ extendido. Los estudios que se presentan en los cap3tulos 5 y 6 se fundamentan en esta importante caracter3stica.

1.3.3. Efectos de disipaci3n

Adem3s de la reionizaci3n, hay otro tipo de efectos, que act3an antes de la 3ltima dispersi3n, y producen la disipaci3n de las anisotrop3as primarias en escalas angulares peque3as. Como se indic3 en el apartado 1.2.3, el desacoplamiento no se produjo de manera instant3nea, de forma que la SUD posee un cierto grosor, $\Delta z_{\text{des}} \approx 200$. Los fotones del FCM pueden haber partido por lo tanto desde cualquier punto de esta capa, lo que da lugar a fluctuaciones incoherentes que se cancelan en un intervalo determinado. Esto provoca la disipaci3n de las anisotrop3as primarias en escalas angulares menores que $\sim 5'$ (Padmanabhan, 1993). Por otro lado, el "amortiguamiento de Silk" (*Silk damping*) elimina anisotrop3as en escalas angulares del mismo orden, como consecuencia de imperfecciones en el acoplamiento entre los fotones y los bariones antes de la recombinaci3n, creando una difusi3n entre las

dos componentes (Silk, 1968). Por último, existe un mecanismo similar denominado “difusión libre” (*free streaming*) producido por partículas de materia oscura poco dispersivas (como los neutrinos masivos) al desplazarse desde zonas de alta densidad a regiones de menor densidad (Bond et al., 1980).

1.3.4. Contaminantes

La radiación del FCM es una suma de diversos componentes, con diferentes orígenes físicos. Intervienen conjuntamente los distintos tipos de anisotropías primarias y secundarias indicados en los apartados anteriores. Por este motivo, en determinadas circunstancias, algunas de estas anisotropías actúan como contaminantes de otras. Además, existen contaminantes de origen no cosmológico que afectan a las observaciones de FCM. Éstos pueden ser clasificados según su origen, en extragalácticos, galácticos y atmosféricos.

Contaminantes extragalácticos

Las fuentes puntuales extragalácticas constituyen el contaminante más importante de las observaciones de FCM en escalas angulares pequeñas ($\lesssim 10'$). Son fundamentalmente radiogalaxias y cuásares, y en menor medida núcleos activos de galaxias (AGN, del inglés *Active Galactic Nucleus*), blázares y algunas estrellas. Su efecto aumenta con la resolución angular, según ℓ^2 . De manera general, su emisividad disminuye con la frecuencia y su espectro puede ser modelado de la forma $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, donde el índice espectral tiene típicamente valores $\alpha \sim 0.7$. Por lo tanto, su incidencia es mayor en los instrumentos de menor frecuencia de observación. Se han llevado a cabo diversos estudios sobre el nivel de incertidumbre que introducen en observaciones de FCM específicas (Tofolatti et al., 1998, 2005). Sin embargo, la mayor dificultad es que no se conoce con precisión la población de estos objetos, aunque existen catálogos extensos, como por ejemplo el GB6, del NRAO-*Green Bank* a 4.85 GHz con 75,162 fuentes en el hemisferio norte (Gregory et al., 1996), o el NVSS, del NRAO-*Very Large Array*, a 1.4 GHz con 1,773,484 fuentes (Condon et al., 1998). Además en ocasiones estas radiofuentes presentan variabilidad temporal, lo que dificulta la determinación de su flujo.

Contaminantes galácticos

Existen tres mecanismos principales de emisión galáctica: i) sincrotrón, ii) libre-libre, iii) polvo vibracional. La emisión sincrotrón proviene de electrones relativistas en el seno de campos magnéticos y su espectro puede modelarse de la forma $T_\nu \propto \nu^{-\beta}$, con índices espectrales variables en el rango $\beta_{\text{sin}} \approx 2.8 - 3.2$, dependiendo de la posición en el cielo. Este tipo de emisión domina en frecuencias $\nu \lesssim 10$ GHz. La emisión libre-libre (o *bremsstrahlung*) es generada por gas ionizado en el medio interestelar y tiene un índice espectral típico $\beta_{\text{ll}} \approx 2.15$. Éste es el contaminante más débil de los tres. La emisión de polvo vibracional proviene de partículas del medio interestelar y aumenta con la frecuencia, con $\beta_{\text{pv}} \sim -3$, de manera que domina a frecuencias $\nu \gtrsim 100$ GHz. Estos procesos producen contaminación difusa y sólo afectan a las escalas angulares grandes. Su emisión puede ser trazada por mapas de todo el cielo a distinta frecuencia, por ejemplo: i) el mapa de 408 MHz de Haslam et al. (1982), para la emisión sincrotrón; ii) el mapa de H α de Haffner et al. (2003), para la emisión libre-libre; iii) el mapa de 100 μm de Schlegel et al. (1998), para la emisión de polvo vibracional. Por otro lado, Draine & Lazarian (1998) han propuesto una nueva componente causada por polvo rotacional, para explicar evidencias observacionales de emisión galáctica no asociada a ninguno de los tres mecanismos anteriores. La contaminación galáctica puede evitarse parcialmente realizando observaciones a altas latitudes galácticas. Además los diferentes comportamientos espectrales pueden ser utilizados para eliminar las distintas componentes, aunque esto provoca una disminución de sensibilidad.

Contaminaci3n atmosf3rica

En el caso de experimentos terrestres hay que considerar la contaminaci3n procedente de la atm3sfera. La emisi3n atmosf3rica aumenta con la frecuencia, lo que limita las observaciones de este tipo a $\nu \lesssim 200$ GHz. Por debajo de esta frecuencia existen l3neas de emisi3n de distintos componentes, como por ejemplo la del vapor de agua a 22 GHz o la del ox3geno molecular a 57 GHz. Esto restringe las observaciones a regiones espectrales $\nu \lesssim 15$ GHz, $\nu \sim 30$ GHz, o $\nu \gtrsim 100$ GHz.

1.4. Espectro de potencias de la radiaci3n del FCM

1.4.1. Formalismo

El observable fundamental del FCM es la intensidad en funci3n de la frecuencia y de la direcci3n en el cielo, definida por un vector unitario \hat{n} , que puede ser expresado en funci3n de los 3ngulos polar y acimutal como $\hat{n} = (\text{sen}\theta\text{cos}\phi, \text{sen}\theta\text{sen}\phi, \text{cos}\theta)$. Como el espectro del FCM es muy pr3ximo al de un cuerpo negro con una temperatura T_0 pr3cticamente uniforme en todo el cielo, este observable se expresa de la forma $\frac{\Delta T}{T_0}(\theta, \phi) = \frac{T(\theta, \phi) - T_0}{T_0}$. Dado que este observable se distribuye sobre la superficie de una esfera, se realiza una expansi3n en una base de arm3nicos esf3ricos de la forma:

$$\frac{\Delta T}{T_0}(\theta, \phi) = \sum_{\ell=2}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi) . \quad (1.12)$$

En peque1as regiones de cielo donde se puede aplicar la ‘‘aproximaci3n de cielo plano’’, este an3lisis de arm3nicos esf3ricos es equivalente a un an3lisis de Fourier en dos dimensiones, de manera que el multipolo ℓ se transforma en un n3mero de onda. En esta aproximaci3n el vector de onda angular se expresa como $\theta = 2\pi/\ell$. Por lo tanto, la relaci3n entre el multipolo ℓ y la escala angular θ puede ser aproximada como $\theta \sim \frac{180^\circ}{\ell}$, para peque1as separaciones angulares³. De manera general, valores bajos del multipolo ℓ corresponden a escalas angulares grandes, y viceversa. N3tese que en el sumatorio de la ecuaci3n (1.12) no se ha incluido el monopolio ($\ell = 0$), que corresponde simplemente al valor de temperatura promediado sobre todo el cielo, ni el dipolo ($\ell = 1$), cuya componente de car3cter cosmol3gico no puede ser separada de la que induce el movimiento propio del Sistema Solar (v3ase el apartado 1.1).

Considerando que, como se deriva de la teor3a inflacionaria, las fluctuaciones de temperatura son Gaussianas, se deduce que los coeficientes $a_{\ell m}$ son variables aleatorias e independientes. Adem3s, la homogeneidad e isotrop3a a gran escala del FCM implican que tienen media cero, $\langle a_{\ell m} \rangle = 0$. Hay $(2\ell + 1)$ coeficientes $a_{\ell m}$ asociados a cada multipolo ℓ , y cada uno de ellos proporciona una medida independiente de la fluctuaci3n de temperatura asociada a cada multipolo. El valor de $a_{\ell m} a_{\ell m}^*$ promediado sobre todo el cielo proporciona una estimaci3n de la potencia en cada multipolo, de manera que se define el ‘‘espectro de potencias’’ de las variaciones de temperatura como

$$C_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} a_{\ell m}^* = \langle |a_{\ell m}|^2 \rangle . \quad (1.13)$$

Bajo las hip3tesis anteriores de Gaussianidad e isotrop3a, el campo de temperatura queda completamente definido por este espectro de potencias. Normalmente, en lugar de las cantidades C_ℓ , se suele utilizar $\Delta T_\ell^2 = \ell(\ell + 1)C_\ell/(2\pi)$, que corresponde a la potencia por intervalo logar3tmico para $\ell \gg 1$ (aproximaci3n de cielo plano). El espectro de potencias en el espacio transformado est3 representado

³N3tese el cambio de notaci3n: θ ahora representa la separaci3n angular entre dos puntos de vectores unitarios \hat{n}_1 y \hat{n}_2 , de manera que $\hat{n}_1 \cdot \hat{n}_2 = \text{cos}\theta$.

por la función de correlación a dos puntos,

$$C(\theta) = \left\langle \frac{\Delta T}{T_0}(\hat{n}_1) \frac{\Delta T}{T_0}(\hat{n}_2) \right\rangle = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell=2}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2 P_{\ell}(\cos\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell=2}^{\infty} (2\ell+1) C_{\ell} P_{\ell}(\cos\theta) \quad , \quad (1.14)$$

donde P_{ℓ} representa el polinomio de Legendre de orden ℓ . El término de orden cero ($\theta = 0$) corresponde a la varianza de las fluctuaciones de temperatura.

Cada C_{ℓ} se distribuye según una función χ^2 con $(2\ell+1)$ grados de libertad, de manera que el error asociado a cada medida se determina según el término (Abbott & Wise, 1984)

$$\sigma_{\text{cos}}^2 = \text{Var}(C_{\ell}) = \frac{2C_{\ell}^2}{2\ell+1} \quad , \quad (1.15)$$

denominado “varianza cósmica”. Cuando se realizan observaciones que no cubren todo el cielo (en la práctica no es posible realizar observaciones de todo el cielo, porque la contaminación galáctica obliga a eliminar datos en la región del plano de la galaxia), sino una fracción f_c del mismo, el error aumenta proporcionalmente a $f_c^{-1/2}$ (Scott et al., 1994). El término resultante se denomina “varianza de muestreo”, $\sigma_{\text{mues}}^2 \propto \sigma_{\text{cos}}^2 / f_c$. Además, la cobertura incompleta del cielo introduce una correlación entre las medidas, de manera que, como se verá en el capítulo 3, es necesario definir unos intervalos de ℓ y calcular la potencia asociada a cada uno. Por otro lado, la resolución angular σ_h de las observaciones introduce ciertos efectos instrumentales sobre el espectro de potencias medido (White & Srednicki, 1995), que están descritos por la “función ventana”,

$$W_{\ell} \propto \exp[-\sigma_h^2 \ell(\ell+1)] \quad . \quad (1.16)$$

La función de correlación observada queda multiplicada por esta función ventana:

$$C(\theta)_{\text{obs}} = \left\langle \frac{\Delta T}{T_0}(\hat{n}_1) \frac{\Delta T}{T_0}(\hat{n}_2) \right\rangle_{\text{obs}} = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell=2}^{\infty} (2\ell+1) C_{\ell} P_{\ell}(\cos\theta) W_{\ell} \quad . \quad (1.17)$$

1.4.2. Descripción funcional

En el apartado 1.3 se explicaron los principales mecanismos que generan las anisotropías primarias y secundarias. A continuación se verá cómo influyen en la forma funcional del espectro de potencias de FCM. En la figura 1.3 se representa el espectro de potencias de un modelo estándar Λ CDM. Por debajo de $\ell \sim 100$ el espectro de potencias está dominado por el efecto SW y, suponiendo un espectro Harrison-Zel’dovich, tiene un valor aproximadamente constante (véase la ecuación 1.11). Esta región, habitualmente denominada “meseta de SW”, es importante porque refleja las condiciones iniciales, dado que las anisotropías que intervienen en estas escalas fueron generadas por fluctuaciones de mayor tamaño que el horizonte en la SUD, y por lo tanto con un bajo grado de evolución. El aumento de potencia que se observa en los multipolos más bajos es provocado por el efecto ISW, en un Universo con un alto valor de Ω_{Λ} .

En el intervalo $100 \lesssim \ell \lesssim 1000$ el espectro de potencias se encuentra dominado por las fluctuaciones intrínsecas. Las oscilaciones acústicas se manifiestan en forma de una serie de picos, de los cuales los tres primeros son detectados claramente. La posición del primero corresponde a la escala angular del horizonte en la SUD. Los picos impares y pares están asociados respectivamente con compresiones y expansiones del fluido de bariones y fotones. La fuerza de inercia que ejercen los bariones sobre las expansiones es superior que la que ejerce la presión de radiación sobre las compresiones, y por ello los picos impares son más altos. Mientras que en los máximos de los picos

la velocidad del fluido es nula, los valles situados entre ellos est1n asociados a valores m1ximos de la velocidad. De esta manera, el efecto Doppler se intensifica y por ello la potencia no llega a anularse en estas posiciones.

En escalas angulares menores, por encima de $\ell \sim 1000$, la amplitud de los picos disminuye como consecuencia del amortiguamiento de Silk y de la difusi3n libre. Algunas anisotropías secundarias, como el efecto SZ, pueden introducir potencia en estas escalas. La reionizaci3n provoca tambi3n una disminuci3n de potencia de los picos, pero considerando las medidas actuales del desplazamiento al rojo de la superficie de reionizaci3n, este efecto s3lo es importante por encima de $\ell \sim 10^4$.

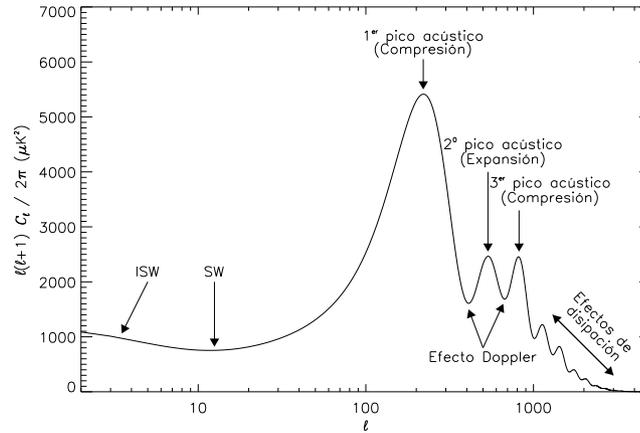


Figura 1.3: Espectro de potencias del FCM para un modelo est1ndar Λ CDM, con los siguientes par1metros: $\Omega_M = 0.25$, $\Omega_\Lambda = 0.75$, $h = 0.73$, $n_{es} = 1$. No se considera la existencia de neutrinos relativistas ni de modos tensoriales. Se indican los tipos de anisotropías que dominan en cada escala angular (véanse los detalles en el texto).

Los procesos explicados dependen fuertemente de los valores de ciertos par1metros característicos. Esto se traduce en que la forma del espectro de potencias es funci3n de un gran conjunto de par1metros cosmol3gicos. Por ello, la determinaci3n de la forma funcional del espectro de potencias es una herramienta importante en cosmología. Como se detallar1 en el capítulo 3, despu3s de COBE han sido diseñados numerosos experimentos destinados a realizar observaciones del FCM en distintas escalas angulares, con el objetivo de obtener medidas en los multipolos de inter3s del espectro de potencias.

1.5. Contexto general de esta tesis

El grupo de FCM del Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) ha acumulado una amplia experiencia en el estudio de la radiaci3n del FCM. El Observatorio del Teide (OT), situado a 2400 m sobre el nivel del mar, posee unas excelentes condiciones para este tipo de observaciones, y desde el año 1984 han sido instalados en 3l diversos experimentos destinados a la medida de esta radiaci3n. El primero de ellos fue el “experimento Tenerife” (Davies et al., 1987), perteneciente a una colaboraci3n entre el IAC y el actual *Jodrell Bank Observatory* (JBO) de la Universidad de Manchester. Este experimento, formado por tres radi3metros operando a 10, 15 y 33 GHz, realiz3 observaciones entre 1984 y 2000 en la zona de la meseta SW del espectro de potencias, en multipolos $\ell \sim 106 - 208$ (Guti3rrez et al., 2000), y fue el primero en demostrar la idoneidad del OT para este tipo de estudios (Davies et al., 1996). Entre los años 1994 y 1997 fue operativo el IAC-Bartol, un experimento perteneciente a una colaboraci3n entre el IAC y el *Bartol Research Institute* de la Universidad de Delaware, que realiz3 observaciones a 91, 142, 230 y 272 GHz en escalas angulares de $\sim 2^\circ$, cubriendo multipolos $\ell \sim 39 - 134$ (Romeo et al., 2001). Posteriormente fue

instalado el interferómetro JBO-IAC de 33 GHz, operativo entre 1997 y 2002, que realizó medidas en escalas angulares de $\sim 1^\circ$ (Harrison et al., 2000). Actualmente, y desde 1998, se encuentra realizando observaciones el experimento COSMOSOMAS, desarrollado íntegramente en el IAC, que opera en cuatro canales de 10, 13, 15 y 17 GHz y ha obtenido medidas de la señal cosmológica del FCM y de emisión difusa galáctica en escalas angulares de $\sim 1^\circ$ (Fernández-Cerezo et al., 2006). Estos cuatro experimentos han dado lugar respectivamente a cuatro tesis doctorales, desarrolladas en el IAC (Gutiérrez, 1992; Femenía, 1998; Rubiño-Martín, 2002; Fernández-Cerezo, 2005).

Esta tesis está basada en los datos de VSA, un interferómetro situado en el OT en el que participan de manera conjunta tres instituciones: *Cavendish Astrophysics Group* (CAG) de la Universidad de Cambridge, JBO e IAC. Como se verá en el capítulo 2, este experimento ha realizado medidas desde 2000 en tres configuraciones diferentes. Ha dado lugar a varias tesis doctorales en las tres instituciones; una de ellas fue desarrollada en el IAC utilizando los datos de la primera configuración (Rubiño-Martín, 2002). En la presente tesis se han utilizado principalmente los datos de la segunda configuración.

La medida del espectro de potencias de las anisotropías primarias del FCM ha generado gran interés, y tras las medidas de COBE han sido desarrollados numerosos experimentos dedicados a este objetivo. En el momento de la iniciación de esta tesis estas medidas, entre las que se encuentran las de VSA en su primera configuración, habían logrado la detección de los dos primeros picos acústicos con claridad, y del tercero marginalmente. Durante el desarrollo de la misma fueron publicadas nuevas medidas, a más altos ℓ , que determinaron marginalmente el cuarto pico y confirmaron la caída de potencia debida a los efectos de disipación de fluctuaciones. Todas estas medidas del espectro de potencias serán descritas detalladamente en la introducción del capítulo 3. Los datos de primer (Bennett et al., 2003a) y tercer año (Hinshaw et al., 2006) del satélite WMAP también fueron publicados durante este período. Este satélite, considerado el sucesor de COBE, ha realizado medidas de alta sensibilidad de todo el cielo que han derivado información cosmológica sin precedentes en este campo. En la figura 1.4 se muestra el mapa generado a partir de los datos de tercer año en sus cinco bandas de observación, en el que puede apreciarse su mayor resolución angular respecto al mapa obtenido por COBE (panel inferior de la figura 1.2). Por otro lado el satélite PLANCK, en el que participa el IAC y cuyo lanzamiento está previsto para 2007, realizará observaciones sobre todo el cielo, mejorando la sensibilidad de WMAP y alcanzando multipolos más altos.

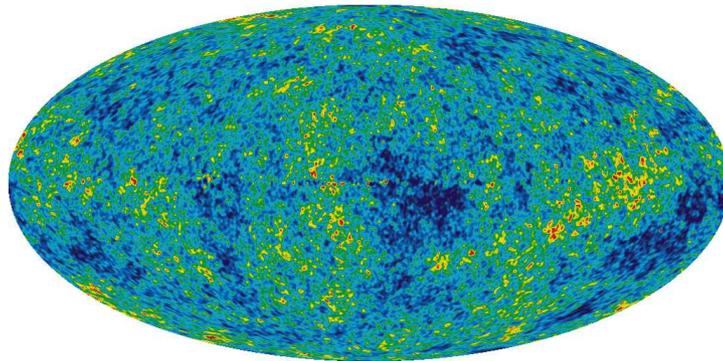


Figura 1.4: Mapa de WMAP correspondiente a las observaciones de tercer año (Hinshaw et al., 2006). Se representa una combinación lineal y pesada de los mapas de las cinco bandas, K (23 GHz), Ka (33 GHz), Q (41 GHz), V (61 GHz) y W (94 GHz), que permite eliminar de manera aproximada la contaminación galáctica. Esta imagen ha sido obtenida de la base de datos LAMBDA⁴.

Algunas anisotropías secundarias, especialmente el efecto SZ, han generado también gran interés. Como veremos en el capítulo 4, el efecto SZ permite extraer parámetros físicos de los cúmulos de

⁴http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/m_images.cfm

galaxias y obtener valiosa informaci3n cosmol3gica. En 1995 se public3 la primera detecci3n significativa de efecto SZ, y desde entonces han sido publicadas numerosas medidas en los cúmulos más ricos del cielo, distribuidos en un amplio intervalo de desplazamientos al rojo. Estas medidas serán descritas someramente en la introducci3n del capítulo 4. Al ser independiente del desplazamiento al rojo, el efecto SZ constituye un método alternativo para buscar cúmulos de galaxias. Por ello, recientemente se han proyectado diversos experimentos destinados a realizar rastreos de gran escala. Otro aspecto importante es la posibilidad de detectar un efecto SZ extendido proveniente de concentraciones de gas difuso, localizadas especialmente en supercúmulos de galaxias. Como veremos en el capítulo 5, estas regiones son posibles candidatas a contener una fase de gas de menor densidad y baja temperatura que podría alojar gran parte del contenido bari3nico aún no detectado en el Universo local. El efecto SZ, junto con la emisi3n difusa de rayos-X, es una herramienta atractiva para encontrar evidencias observacionales de estas estructuras.

1.6. Objetivos de esta tesis

Esta tesis se centrará en el estudio de las anisotropías primarias y secundarias (especialmente, el efecto SZ) de la radiaci3n del FCM. El soporte observacional fundamental provendrá de VSA, lo que conllevará participar en la programaci3n de las observaciones de este experimento, y en la reducci3n y análisis de sus datos. También se utilizarán, en el estudio que se presentará en el capítulo 6, los datos de primer año de WMAP. Los objetivos específicos son los siguientes:

- i) Se participará, como parte de la colaboraci3n, en la reducci3n de los datos de los campos de FCM primordial seleccionados para observaci3n. Se realizará la reducci3n de todos los datos obtenidos por VSA sobre una muestra de siete cúmulos de galaxias. Se seleccionará un supercúmulo de galaxias con las características adecuadas y apropiado para ser observado con VSA. Se definirán los apuntados necesarios para obtener una mayor cobertura espacial, y se programarán las observaciones. Se realizará la reducci3n de todos los datos obtenidos, programando nuevas observaciones en los apuntados con una menor seña a ruido. La reducci3n de los datos será llevada a cabo utilizando programas desarrollados por los miembros de la colaboraci3n, aunque en casos puntuales el proceso requerirá el desarrollo de programas específicos.
- ii) Dado que las fuentes puntuales son el principal contaminante de las observaciones del FCM, será necesario llevar a cabo observaciones con el sustractor de VSA (interferómetro de dos elementos) de las radiofuentes previamente seleccionadas. En el supercúmulo, se hará esta selecci3n utilizando criterios similares a los empleados en otras observaciones de VSA. Se pretende realizar la reducci3n de los datos obtenidos en las fuentes puntuales seleccionadas en los campos del supercúmulo y de los siete cúmulos de galaxias, y participar en la reducci3n de los datos de las fuentes puntuales de los campos de FCM primordial, con el objetivo de determinar sus flujos y sustraerlas de los datos.
- iii) A partir de los datos descritos en el punto i), se construirán mapas de FCM. El proceso se llevará a cabo utilizando un paquete de programas público, y requerirá el dominio de las técnicas de la síntesis de apertura y de deconvoluci3n del haz sintetizado. A partir de las observaciones de los campos primordiales se obtendrán siete mosaicos, cubriendo un área total de $\approx 82 \text{ grad}^2$, con una resoluci3n angular de $\approx 11'$. Los mapas que se obtendrán en cada uno de los cúmulos cubrirán una regi3n de $\approx 3 \text{ grad}^2$. Las observaciones que se realizarán en el supercúmulo de galaxias cubrirán un área total de $\approx 24 \text{ grad}^2$.
- iv) A partir de los datos obtenidos en los campos de FCM primordial, se obtendrá el espectro de potencias en un rango de multipolos $\ell \sim 300 - 1500$. Se pretende mejorar notablemente la medida del segundo pico y lograr la detecci3n del tercer pico, así como determinar la caída de potencia que se produce a altos ℓ . Combinando estos resultados con los ya obtenidos con

la configuración anterior de VSA se obtendrá una cobertura multipolar $\ell \sim 150 - 1500$. El espectro de potencias resultante se utilizará, junto con los obtenidos por otros experimentos de FCM, y en combinación con otro tipo de observaciones, para obtener restricciones sobre parámetros cosmológicos.

- v) Se llevará a cabo un análisis de las imágenes de rayos-X de ROSAT (disponibles públicamente) de los siete cúmulos con el objetivo de modelar sus estructuras. Los resultados de este estudio se combinarán con los datos de VSA de efecto SZ, con el propósito de obtener estimaciones sobre algunos parámetros físicos de los cúmulos, como la fracción de gas y la fracción de materia. A partir de aquí se estimará de manera indirecta la fracción de materia universal. Combinando los dos tipos de datos se obtendrá también una estimación sobre la constante de Hubble. Los resultados obtenidos se compararán con los derivados por otros métodos, lo que servirá para valorar la capacidad del efecto SZ en este tipo de estudios.
- vi) Los datos obtenidos en el supercúmulo de galaxias serán analizados en busca de posibles señales de efecto SZ extendido. Se desarrollarán técnicas estadísticas, basadas en simulaciones de Monte Carlo, que serán aplicadas en este estudio. Se compararán los mapas obtenidos con mapas de rayos-X en busca de posibles correlaciones.
- vii) Adicionalmente, se desarrollará un estudio destinado a encontrar posibles señales de efecto SZ extendido en los datos de primer año de WMAP. Para ello se aplicará un método estadístico de comparación con una plantilla, construida a partir de un catálogo de galaxias, que debe trazar esta señal. Se aplicarán diferentes pruebas a los resultados obtenidos, y se analizará el origen de las posibles detecciones.

1.7. Estructuración de esta tesis

Esta tesis se basa en cuatro estudios independientes, cuyos resultados se presentan en los capítulos del 3 al 6. En cada uno de estos capítulos se presenta una introducción específica sobre el estudio en cuestión, su estado observacional y se describen someramente trabajos similares, mientras que en el presente capítulo se han introducido el contexto general y los objetivos. Los capítulos 3, 4 y 5 se basan en datos de VSA, mientras que el capítulo 6 ha sido realizado utilizando datos de WMAP.

El capítulo 2 se centra en el aspecto observacional. En primer lugar se expone una breve introducción a la técnica en la que se basa VSA: la interferometría. Se describen las técnicas de la síntesis de apertura, utilizadas para construir los mapas. Se describe detalladamente el VSA, así como los procesos de calibración y, de manera general, de reducción de datos, sustracción de fuentes puntuales y elaboración de mapas. Posteriormente se especificarán en cada caso los aspectos particulares de estos procesos.

Los primeros apartados de los capítulos 3, 4 y 5 siguen una estructura similar: i) se introduce el tema de estudio; ii) se describen las regiones de observación y se indican los criterios que se han utilizado en su selección; iii) se detallan las observaciones y los aspectos particulares de la reducción de datos; iv) se describen los detalles particulares de la sustracción de fuentes puntuales y se muestran los flujos medidos en las fuentes presentes en los campos de observación, que han sido utilizados en la sustracción; v) se especifican los aspectos particulares de la elaboración de mapas y se presentan los mapas finales. En los apartados subsiguientes se exponen en cada caso los análisis llevados a cabo y se discuten los resultados.

En el capítulo 3 se presentan los resultados de las observaciones de VSA en los campos de FCM primordial. Se presenta el espectro de potencias derivado de estas observaciones y se compara con los obtenidos por otros experimentos similares. Se describe la técnica en la que se basa la estimación de parámetros cosmológicos, se especifican los datos de FCM de otros experimentos y los de otro tipo de observaciones que se han utilizado, y se exponen los resultados, comparándolos con los obtenidos en otros trabajos.

En el capitulo 4 se presentan los resultados de las observaciones de efecto SZ en los siete c3mulos de galaxias seleccionados. Se describe detalladamente el an3lisis desarrollado sobre las im3genes de rayos-X destinado a la caracterizaci3n estructural de estos c3mulos. Se presentan los resultados de las estimaciones de las fracciones de gas, de la densidad y de la constante de Hubble, y se comparan con los resultados de otros trabajos, similares o basados en otros m3todos.

El capitulo 5 se centra en la b3squeda de efecto SZ extendido en el superc3mulo seleccionado para ser observado con VSA. Se presentan los resultados de las observaciones, se comparan con los mapas de las diferentes bandas de WMAP, y se analizan las posibles detecciones de efecto SZ en los c3mulos individuales en la regi3n del superc3mulo. Finalmente se analizan posibles detecciones de efecto SZ extendido y se interpretan los resultados.

El capitulo 6 se centra en la b3squeda de efecto SZ extendido a trav3s de los datos de WMAP de primer a3o. En primer lugar se describen algunos estudios similares. Se describe el m3todo estadístico que se ha utilizado, y el cat3logo de galaxias empleado como trazador de la posible se3al SZ extendida. Se presenta el an3lisis de los resultados y su interpretaci3n.

Finalmente, en el capitulo 7 se presentan las conclusiones m3s importantes que se derivan de estos estudios.

2

El Very Small Array

Se presenta una descripción experimental del *Very Small Array* (VSA), que es el experimento utilizado para la toma de gran parte de los datos utilizados en esta tesis. El capítulo comienza con una introducción a la técnica observacional utilizada por VSA: la interferometría. Los libros de Thompson, Moran & Swenson (1986) y Perley, Schwab & Bridle (1986) presentan una descripción detallada de los fundamentos teóricos de esta técnica, mientras que aquí se explicarán los aspectos de mayor relevancia en relación con los estudios que se presentan. Se explica posteriormente el proceso de toma, almacenamiento y reducción de datos, así como, de manera general, la elaboración de mapas. En los capítulos posteriores se comentarán los aspectos particulares de cada caso.

2.1. La interferometría como técnica observacional

2.1.1. Descripción general

Un interferómetro es un dispositivo formado por dos o más antenas que, mediante la correlación de las señales que llegan a cada elemento¹ logra una resolución angular mayor que la que proporciona una antena única, a costa de una disminución del flujo total recolectado. A partir de la teoría de la difracción se deduce que la resolución de un radiotelescopio de una sola antena es proporcional a λ/d , donde λ es la longitud de onda de la radiación recibida y d el diámetro de la antena. Las dificultades técnicas, relacionadas con los materiales utilizados y otros aspectos, limitan el tamaño de una antena a $d \lesssim 300$ m. Un interferómetro con separaciones entre sus antenas b , que pueden incrementarse tanto como se quiera, alcanza resoluciones angulares del orden $\sim \lambda/b$.

En el panel izquierdo de la figura 2.1 se muestra un esquema simplificado de un interferómetro de dos elementos. Las dos antenas se encuentran orientadas en la dirección \vec{s} de una fuente lejana. \vec{b} es el vector línea de base. Debido a la inclinación de las antenas, hay una diferencia entre los caminos ópticos de las señales recibidas por ambas, que produce un retardo geométrico dado por $\tau_g = \vec{b} \cdot \vec{s}/c = b \sin\theta/c$, donde θ es el ángulo que forma la dirección de observación con la vertical. Los receptores recogen señales cuyos voltajes son proporcionales a los campos eléctricos de las señales: $E_1(t) = E_0 e^{i2\pi\nu t}$, $E_2(t) = E_0 e^{i2\pi\nu(t-\tau_g)}$ (por simplificar se han despreciado el ruido y los desfases instrumentales). Estas señales atraviesan sendos amplificadores que además filtran la señal en el ancho de banda $\Delta\nu$ requerido, y posteriormente pasan al correlador, en donde las señales de las dos

¹En el caso del interferómetro correlador, como VSA. También existe el interferómetro aditivo, que suma las señales que llegan a cada antena, pero éste no lo vamos a estudiar por no ser utilizado en astrofísica.

antenas son multiplicadas y posteriormente promediadas temporalmente. La salida del correlador es entonces

$$r(\tau_g) = \langle E_1 E_2^* \rangle = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E_1(t) E_2^*(t) dt = |\vec{E}_0|^2 e^{i2\pi\nu\tau_g} . \quad (2.1)$$

El último término de esta ecuación representa la función de coherencia mutua de la onda recibida. En su deducción se ha supuesto que las ondas son monocromáticas y de igual amplitud, y además que el tiempo de integración es mucho mayor que el período de la onda recibida, $T \gg 1/\nu$. Durante una observación en la que las antenas siguen el movimiento angular de la fuente astronómica, el vector \vec{s} varía su orientación respecto al vector \vec{b} , con lo que varía el ángulo θ y en consecuencia el retardo geométrico τ_g . Se produce entonces una variación cosenoidal de la señal de salida, que da lugar al “patrón de interferencia” o “haz sintetizado”.

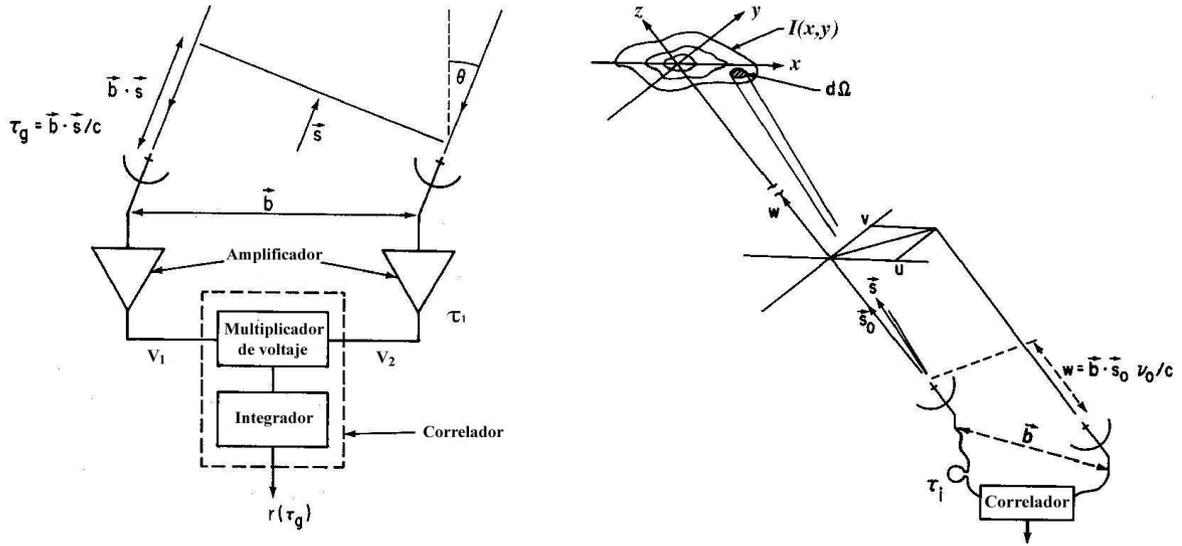


Figura 2.1: Izquierda: esquema simplificado de un interferómetro de dos elementos, y su dispositivo receptor. Se muestran los dos amplificadores, el retardo geométrico (τ_g), el compensador de camino óptico (τ_i) y el correlador (multiplicador e integrador). Derecha: sistemas de coordenadas (u, v, w) y (x, y, z) , utilizados respectivamente para proyectar las líneas de base del interferómetro \vec{b} y la distribución de brillo de la fuente $I(x, y)$. Estas figuras han sido tomadas de Perley, Schwab & Bridle (1986).

Expresemos ahora la salida del interferómetro en términos de la distribución de brillo integrada sobre todo el cielo. Denotamos por $B(\vec{s})$ la distribución de brillo en la dirección de observación \vec{s} y a la frecuencia ν , la cual tiene unidades de potencia espectral por unidad de área del receptor y por unidad de ángulo sólido subtendido por el emisor ($\text{W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$). Si $P(\vec{s})$ es el patrón de recepción de cada antena, lo que se conoce como “haz primario” del interferómetro (normalizado a la unidad en su máximo: $P(\vec{0}) = 1$), entonces la potencia recibida en un intervalo de frecuencia $d\nu$ y procedente de un ángulo sólido $d\Omega$ de la fuente en la dirección \vec{s} es $P(\vec{s})B(\vec{s}) d\nu d\Omega$. Si se considera una radiación casi monocromática, de manera que en el intervalo de frecuencias $\Delta\nu$ $P(\vec{s})$ y $B(\vec{s})$ no varían mucho, y se tiene en cuenta que la salida del interferómetro está modulada por el patrón de interferencia, entonces se puede escribir:

$$r = \Delta\nu \int_S P(\vec{s})B(\vec{s}) \exp\left(i2\pi\nu\frac{\vec{b} \cdot \vec{s}}{c}\right) d\Omega . \quad (2.2)$$

Esta ecuación es prácticamente igual a la función de coherencia mutua de la fuente y se diferencia de ella sólo por el factor $P(\vec{s})$. La integral se extiende estrictamente sobre toda la esfera celeste,

pero en la práctica el integrando decrece a valores muy bajos fuera del campo de observación debido a la rápida caída del haz primario. La mayor parte de la respuesta proviene del lóbulo principal del haz primario, siendo la contribución de los lóbulos laterales, que se extienden hacia distancias angulares mayores, poco significativa. De hecho, para antenas parabólicas normalmente se considera $P(\vec{s}) = 0$ fuera del lóbulo principal del haz primario. En la deducción de la ecuación (2.2) se han hecho otras dos aproximaciones: i) que la fuente está lo suficientemente lejos para que el frente de onda pueda considerarse plano en toda la extensión de la línea de base; ii) que las respuestas del instrumento a distintos puntos de la fuente pueden sumarse independientemente, esto es, que la fuente es incoherente espacialmente (lo que significa que las componentes de radiación procedentes de diferentes puntos de la fuente no están correlacionadas).

Cuando se requiere un amplio ancho de banda espectral ocurre que se superponen múltiples patrones de interferencia, cada uno con un período diferente. Todos ellos coinciden en la posición dada por la dirección de observación, pero se diferencian en regiones alejadas al centro de observación como consecuencia de sus diferentes longitudes de onda, pudiendo generar cancelaciones mutuas. Este fenómeno se conoce como “lavado de franja”, y para evitarlo muchos sistemas introducen un retardo instrumental (τ_i) en una de las antenas (véase el panel izquierdo de la figura 2.1). El dispositivo que produce este retardo instrumental se denomina “compensador de camino óptico”.

Cuando se llevan a cabo observaciones de radiofuentes con la finalidad de obtener mapas, es habitual fijar la posición en la que se centra la observación, \vec{s}_0 , denominada “centro de fases”. Si se expresa la posición de cualquier punto de la radiofuente en función de este centro, $\vec{s} = \vec{s}_0 + \vec{\sigma}$ (véase el esquema del panel derecho de la figura 2.1), entonces la ecuación (2.2) queda de la forma

$$r = \Delta\nu \exp\left(i2\pi\nu\frac{\vec{b}\cdot\vec{s}_0}{c}\right) \int_S P(\vec{s})B(\vec{s}) \exp\left(i2\pi\nu\frac{\vec{b}\cdot\vec{\sigma}}{c}\right) d\Omega . \quad (2.3)$$

Se conoce como “rotación de franja” al proceso mediante el cual se elimina el término exponencial que se ha extraído fuera de la integral, y su objetivo es que la fase de la fuente en el centro de fases ($\vec{\sigma} = \vec{0}$) permanezca constante. Esto se lleva a cabo mediante la aplicación de un desfase variable a la señal que atraviesa el oscilador local (LO, de *Local Oscillator*). Por otro lado, este dispositivo es el encargado de transformar la frecuencia recibida a un valor intermedio más bajo, y más apropiado para llevar a cabo los procesos de amplificación, filtrado, retardo instrumental y correlación de la señal. La rotación de franja da lugar entonces a la definición de la visibilidad compleja:

$$V(\vec{\sigma}) = \int_S P(\vec{s})B(\vec{s}) \exp\left(i2\pi\nu\frac{\vec{b}\cdot\vec{\sigma}}{c}\right) d\Omega , \quad (2.4)$$

que es el observable fundamental que produce el interferómetro. Esta ecuación indica que la visibilidad compleja es la transformada de Fourier inversa de la distribución de brillo de la fuente corregida por la respuesta del haz primario. Esta magnitud tiene unidades de potencia espectral por unidad de área ($\text{W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}$) aunque en radioastronomía, debido a la poca intensidad de las señales con las que se trabaja, se hace uso del Jansky ($1\text{Jy}=10^{-26}\text{W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}$). La ecuación (2.4) indica que la respuesta del interferómetro es una función coseno modulada por el haz primario, que suele tener una forma aproximadamente Gaussiana. Es decir, la respuesta es el resultado de multiplicar el haz primario (se supone que todas las antenas tienen el mismo patrón de recepción) por el haz sintetizado (“principio de multiplicación de patrones”). Esencialmente, el tamaño del haz primario determina el campo de visión, mientras que el espaciamiento entre antenas determina la máxima resolución angular alcanzable. Si se pretende un interferómetro sensible en un amplio rango de escalas angulares, se requiere asimismo un gran rango de longitudes de base diferentes. En la actualidad hay diversos interferómetros que permiten variar las posiciones de las antenas, adoptando distintas configuraciones, con lo que se permite adecuar la resolución angular a las necesidades de la observación realizada.

2.1.2. Sensibilidad de un interferómetro

La sensibilidad de un interferómetro (Perley, Schwab & Bridle, 1986; Rohlfs & Wilson, 2004) está dada en función de la siguiente expresión para el nivel de ruido obtenido en una observación determinada:

$$\Delta S_{\text{RMS}} = \frac{\sqrt{2}k_{\text{B}}T_{\text{sis}}}{\sqrt{\tau}\Delta\nu N_{\text{ant}}A_e\eta} , \quad (2.5)$$

donde k_{B} es la constante de Boltzmann, T_{sis} es la temperatura de sistema corregida por la absorción atmosférica, τ es el tiempo de integración de la observación, $\Delta\nu$ el ancho de banda espectral, N_{ant} el número de antenas, A_e el área colectora efectiva de cada antena y η la eficiencia del sistema. La temperatura de sistema se define como la que tendría una fuente astronómica imaginaria que provocaría la potencia total recibida por el sistema cuando el telescopio observa una región de cielo carente de radiofuentes conocidas (excluyendo la emisión galáctica). Es la suma de varias componentes:

$$T_{\text{sis}} = T_{\text{fg}} + T_{\text{atm}} + T_{\text{s}} + T_{\text{p}} + T_{\text{cal}} + T_{\text{rec}} , \quad (2.6)$$

donde T_{fg} representa el ruido procedente del fondo galáctico, T_{atm} la emisión atmosférica, T_{s} el ruido provocado por la radiación del suelo y de los propios componentes del telescopio, T_{p} está asociada a las distintas pérdidas que se producen durante el procesamiento de la señal, T_{cal} es el error asociado a la señal de calibración que se introduce en el sistema y T_{rec} es la temperatura debida al ruido del receptor.

Para determinar la sensibilidad en términos de temperatura de brillo, se utiliza la siguiente expresión resultante de derivar la ecuación de Planck para la intensidad de radiación de cuerpo negro respecto a la temperatura:

$$\frac{\Delta S}{\Delta T} = \frac{2k_{\text{B}}^3 T_{\text{FCM}}^2}{(hc)^2} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} , \quad (2.7)$$

donde c es la velocidad de la luz y $x \equiv h\nu/(k_{\text{B}}T)$ la frecuencia adimensional, siendo h la constante de Planck. Esta expresión aproximada para la región de Rayleigh-Jeans (RJ; $x \ll 1$) determina la conversión entre flujo y temperatura de brillo:

$$\frac{\Delta S}{\Delta T_{\text{RJ}}} = \frac{2k_{\text{B}}}{\lambda^2} \Omega_{\text{HS}} , \quad (2.8)$$

donde se ha introducido Ω_{HS} , que representa el ángulo sólido subtendido por el haz sintetizado. Finalmente, combinando las ecuaciones (2.5) y (2.8) se obtiene:

$$[\Delta T_{\text{RMS}}]_{\text{RJ}} = \frac{\lambda^2 T_{\text{sis}}}{\sqrt{2\tau}\Delta\nu \Omega_{\text{HS}} N_{\text{ant}} A_e \eta} . \quad (2.9)$$

2.1.3. Síntesis de apertura

La técnica de la “síntesis de apertura” (Ryle & Hewish, 1960) permite obtener la distribución de brillo de la fuente observada, a partir de la ecuación (2.4), mediante la aplicación de una transformada de Fourier. Esto requiere definir un sistema de referencia determinado, en el que las coordenadas del vector línea de base expresado en unidades de longitud de onda, $\vec{b}_{\lambda} = \vec{b}/\lambda$, son (u, v, w) . Este sistema de referencia está representado en el panel derecho de la figura 2.1, y con un mayor grado de detalle en la figura 2.2. La coordenada w es paralela al vector \vec{s}_0 , en la dirección del centro de fases, mientras que las coordenadas u y v están contenidas en el plano de la imagen. La componente u está contenida además en el plano celeste con dirección este, mientras que la componente v pertenece

al plano definido por el origen, la posición de la fuente y el polo celeste, y tiene dirección norte. En este sistema de referencia las coordenadas u y v definen el “plano de Fourier”, también llamado “plano $u-v$ ” o “plano de apertura”.

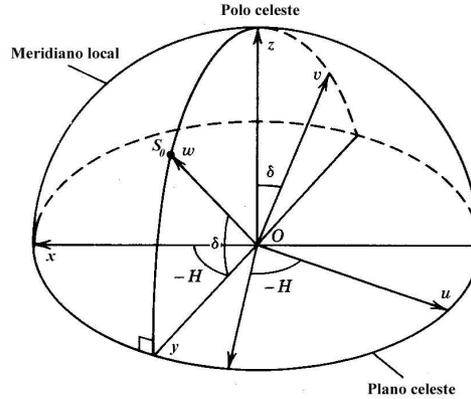


Figura 2.2: Se muestran las orientaciones relativas de los sistemas de coordenadas (u, v, w) y (x, y, z) . Las coordenadas x e y están contenidas en un plano paralelo al plano celeste, con direcciones norte y este respectivamente, y definen el plano real. La coordenada z es perpendicular a este plano con dirección hacia el polo norte celeste. El sistema (u, v, w) está definido por una observación en la dirección \vec{s}_0 (centro de fases), con ángulo horario H y declinación δ . Esta figura ha sido tomada de Thompson, Moran & Swenson (1986).

El muestreo de la distribución de brillo viene dado por la proyección de la línea de base sobre este plano $u-v$. Como consecuencia de la rotación de la Tierra, el vector \vec{b}_λ varía su orientación, de manera que su proyección describe arcos de elipse sobre el plano $u-v$. En la línea superior de la figura 2.3 se muestra la forma de estas curvas para tres observaciones de VSA en tres declinaciones diferentes. Cada curva corresponde a una de las 91 líneas de base de VSA², e indica los puntos del plano $u-v$ donde se han medido datos de visibilidad. Estos puntos definen la “función de transferencia” (también llamada “función de muestreo”) $W(u, v)$ de la observación. Esta cobertura discreta del plano de Fourier origina una disminución de la potencia captada respecto a un telescopio de una sola antena, que viene dada por el “factor de relleno”, proporcional a $N_{\text{ant}}(d/b)^2$, siendo d el diámetro de las antenas. Nótese que, según la ecuación (2.9), la sensibilidad en términos de la temperatura de brillo es directamente proporcional a este factor de relleno. Un interferómetro ideal debe producir una cobertura del plano $u-v$ lo más uniforme y eficiente posible, lo cual se consigue con un alto empaquetamiento entre las antenas. Sin embargo, se debe tener en cuenta que cuando las antenas se sitúan muy próximas unas a otras se produce un fenómeno de “comunicación” entre ellas (Thompson, Moran & Swenson, 1986) que empeora la medida, y además se pierden las escalas angulares más pequeñas, con lo que la distribución de las antenas debe alcanzar un compromiso entre estos factores. En la línea superior de la figura 2.3 se observa que el factor de relleno cambia notablemente con la declinación de la observación. En concreto, en observaciones con declinaciones bajas ($\text{Dec} \sim 0^\circ$) la cobertura del plano de Fourier obtenida por VSA es muy pobre, como consecuencia de que para estas declinaciones las proyecciones de las líneas de base en el plano $u-v$ se acortan notablemente en la dirección v (Perley, Schwab & Bridle, 1986). Por otro lado, la distribución de puntos muestreados del plano $u-v$ en función de su distancia al origen ($q = \sqrt{u^2 + v^2}$) determina la “función ventana”, que define el rango de escalas angulares a las que es sensible cada observación (véase por ejemplo en las figuras 4.7 y 5.8 las funciones ventana obtenidas respectivamente a partir de las observaciones de VSA en los cúmulos de galaxias y en el supercúmulo Corona Borealis). Según se aprecia en la figura 2.3 (véase también las figuras 4.7 y 5.8), la región muestreada está comprendida entre

²Como se verá, VSA tiene 14 antenas, y por lo tanto $14 \times (14-1)/2 = 91$ líneas de base.

distancias típicamente en el rango $50\lambda \lesssim q \lesssim 230\lambda$, lo que implica que se cubren multipolos ($\ell = 2\pi q$) en el rango $300 \lesssim \ell \lesssim 1400$.

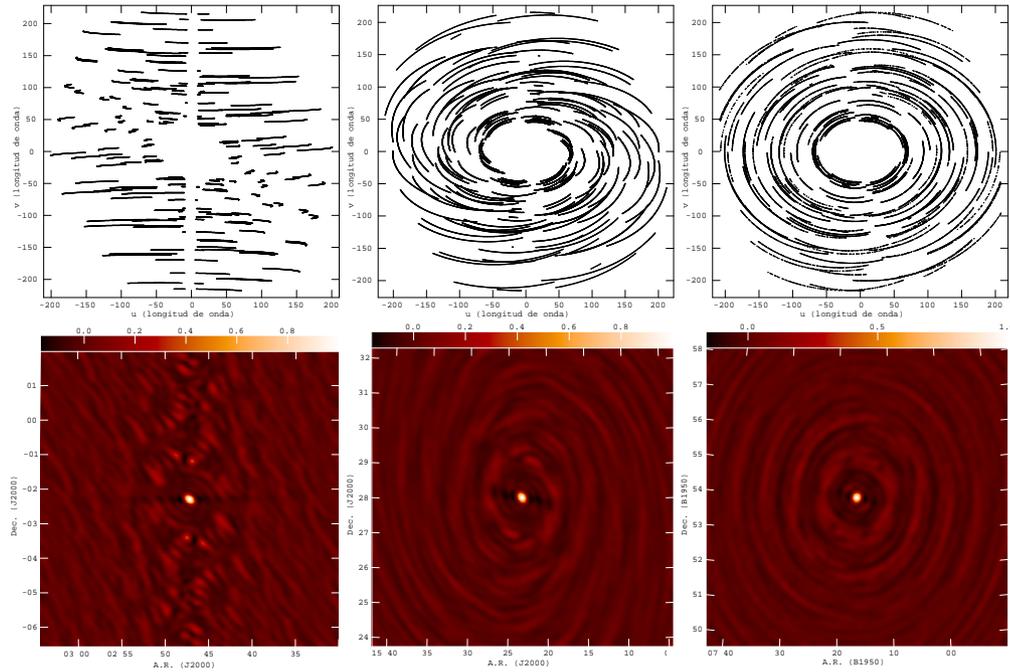


Figura 2.3: Figuras superiores: funciones de transferencia $W(u, v)$ definidas por las coberturas del plano $u-v$ (u y v son respectivamente las coordenadas horizontal y vertical) de observaciones, realizadas con la configuración extendida VSA, de $\sim 3^{\text{h}}30^{\text{m}}$ de duración, a diferentes declinaciones. De izquierda a derecha: Dec= -2° , $+28^\circ$ (cénit) y $+54^\circ$. Figuras inferiores: haces sintetizados obtenidos mediante la transformada de Fourier de las funciones de transferencia anteriores, $\tilde{W}(x, y)$.

En el plano del cielo, el vector de posición $\vec{\sigma}$ tiene coordenadas (x, y, z) . Este otro sistema de coordenadas se define de tal forma que x e y sean los cosenos directores medidos respecto a los ejes u y v . El plano $x-y$, denominado “plano real”, representa la proyección de la esfera celeste sobre un plano tangente y perpendicular a la dirección \vec{s}_0 (“aproximación de cielo plano”). Se deduce a partir de aquí que $\nu \frac{b \cdot \vec{\sigma}}{c} = \vec{b}_\lambda \cdot \vec{\sigma} = ux + vy + wz$ y que $d\Omega = \frac{dx dy}{z}$, con lo cual la ecuación (2.4) se transforma en:

$$V(u, v, w) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(x, y) B(x, y) e^{i2\pi(ux+vy+wz)} \frac{dx dy}{z} . \quad (2.10)$$

En campos de pequeña escala ($x \ll 1$, $y \ll 1$) se puede hacer la aproximación $z = \sqrt{1 - x^2 - y^2} \approx 1$, de igual manera que el último término del exponente lo podemos aproximar por $e^{i2\pi wz} \approx e^{i2\pi w}$, con lo que sale fuera de la integral. Mediante la rotación de franja se consigue cambiar la fase observada de V por el valor medido si las líneas de base estuvieran contenidas en el plano $u-v$, con lo que el término $e^{i2\pi w}$ que sale fuera de la integral desaparece, $V(u, v, w) e^{-i2\pi w} \approx V(u, v, 0) \equiv V(u, v)$, de manera análoga a como se eliminó la exponencial exterior a la integral en la ecuación (2.3). Aplicando estas aproximaciones la transformada de Fourier tridimensional anterior se convierte en bidimensional, e invirtiendo la ecuación (2.10) se obtiene:

$$B_{\text{HP}}(x, y) = P(x, y) B(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} V(u, v) e^{-i2\pi(ux+vy)} du dv , \quad (2.11)$$

siendo $B_{\text{HP}}(x, y)$ la distribución de brillo $B(x, y)$ modulada por el haz primario $P(x, y)$. Es posible recuperar $B(x, y)$ mediante la división en cada punto de $B_{\text{HP}}(x, y)$ entre $P(x, y)$.

La ecuación (2.10) es fundamental porque define el método mediante el cual se obtiene la distribución de brillo a partir de la función de visibilidad. En el caso de mapas de pequeñas dimensiones, una transformada directa de Fourier es suficiente para llevar a cabo este proceso, sin embargo para elaborar mapas de mayor tamaño la utilización de la transformada rápida de Fourier resulta más eficiente desde el punto de vista del tiempo de cálculo. En este caso es necesario construir previamente una malla, y agrupar las visibilidades en cada una de sus celdas de tamaños Δu y Δv . Como la cobertura del plano de Fourier es muy inhomogénea, hay muchas celdas que quedan vacías, y por ello es necesario aplicar una interpolación, que es llevada a cabo mediante una determinada función de convolución. La función de visibilidad resultante es:

$$V'(u, v) = \text{III}(u, v) [G(u, v) \otimes V(u, v)] \quad , \quad (2.12)$$

donde \otimes denota convolución, $\text{III}(u, v)$ es la función que define la malla y $G(u, v)$ es la función de convolución. Las funciones de convolución normalmente utilizadas son: i) función *pillbox*, ii) exponencial truncada, iii) *sinc* truncada, iv) función *sinc* truncada multiplicada por una exponencial, v) esferoidal truncada, vi) funciones de Bessel. Con el fin de equilibrar los valores de las celdas a lo largo de la malla, y evitar que haya puntos con una elevada concentración de datos, se suele utilizar una determinada función peso. El peso es de dos tipos:

- i) pesado natural, $D(u_k, v_k) = 1/\sigma_k^2$, o
- ii) pesado uniforme, $D(u_k, v_k) = \frac{1/\sigma_k^2}{\sum_{i=1}^{N_s} 1/\sigma_s^2}$,

donde σ_k es el error asociado a la medida de visibilidad del punto (u_k, v_k) , y el sumatorio se extiende sobre los $N_s(u_k, v_k)$ puntos de visibilidad (con errores σ_s) situados alrededor del punto (u_k, v_k) en una región de tamaño característico s . El pesado natural proporciona un mayor nivel de señal a ruido, mientras que el pesado uniforme, al conceder pesos más altos a las líneas de base más largas, donde la cobertura del plano u - v es menor, tiene la ventaja de realzar las escalas angulares pequeñas. La distribución de brillo modulada por el haz primario se recupera entonces por medio de una transformada de Fourier discreta:

$$B_{\text{HP}}(x, y) = P(x, y)B(x, y) = \sum_k D(u_k, v_k) V'(u_k, v_k) e^{-i2\pi(u_k x + v_k y)} \quad . \quad (2.13)$$

Por otro lado, cuando se quiere realzar las escalas angulares grandes, se suele aplicar adicionalmente un filtrado Gaussiano: cada punto de visibilidad (u_k, v_k) queda multiplicado por una función $T(u_k, v_k) = \exp(-\sqrt{u_k^2 + v_k^2}/2\sigma^2)$, de manera que quedan realzadas las líneas de base más cortas. El valor de σ se elige en función de las escalas angulares que se quiera alcanzar. En la figura 4.8 puede apreciarse el efecto de un filtro de este tipo, con diferentes valores de σ , sobre los mapas de los cúmulos de galaxias observados de VSA.

Si la cobertura del plano u - v fuera completa y homogénea, de manera que la función $V(u, v)$ fuera conocida en todos los puntos, la distribución de brillo derivada mediante el método anterior sería una representación perfecta de la distribución de brillo real en el cielo. Sin embargo, como se ha dicho, la cobertura del plano u - v se produce en un rango de líneas de base determinado, y dentro de este rango hay regiones que quedan sin muestrear. Esto genera ciertos efectos espurios sobre el resultado final. Además, en principio la solución obtenida no es unívoca, dado que una modificación de la amplitud o de la fase en los puntos de visibilidad no muestreados no tiene ningún efecto sobre la distribución de brillo derivada. El resultado obtenido cuando se le asignan valores nulos a los puntos no muestreados se denomina “solución principal”. Y la distribución de brillo derivada se puede escribir como:

$$B(x, y) = [B_r(x, y)P(x, y)] \otimes \tilde{W}(x, y) \quad , \quad (2.14)$$

es decir, lo que mide el interferómetro es la convolución entre la distribución de brillo real, multiplicada por el haz primario, y la transformada de Fourier de la función de transferencia,

$$\tilde{W}(x, y) = \sum_k D(u_k, v_k) W(u_k, v_k) e^{-i2\pi(u_k x + v_k y)} . \quad (2.15)$$

Este último término es el “haz sintetizado” y representa la función de respuesta a una fuente puntual localizada en el centro de fases de la observación. En la línea inferior de la figura 2.3 se representan los haces sintetizados correspondientes a las funciones de transferencia mostradas en la línea superior. Nótese que aunque la cobertura del plano u - v varía notablemente con la declinación, la forma del lóbulo principal del haz sintetizado no cambia sustancialmente pues ésta depende principalmente de la configuración de las antenas. Esta convolución con el haz sintetizado, debida al muestreo no uniforme del plano u - v , es la que provoca los efectos espurios antes mencionados. Por ejemplo, los lóbulos secundarios del haz sintetizado introducen señales no reales en regiones de los mapas alejadas de cualquier estructura real intensa. Se producen otros efectos no deseados como por ejemplo la introducción de señal procedente de las estructuras reales situadas fuera de la región de la imagen. Además, se puede mostrar que la solución principal es inestable porque al añadir nuevos datos de visibilidad en el plano u - v ésta cambia significativamente. Por estas razones, la distribución de brillo $B(x, y)$ derivada de la solución principal constituye el “mapa sucio”, en contraposición con el “mapa limpio”, que representa la distribución de brillo real $B_r(x, y)$.

2.1.4. Deconvolución del haz sintetizado

De la ecuación (2.14) se deduce que para obtener una representación más aproximada a la distribución real de brillo que la dada por el mapa sucio, es necesario llevar a cabo una deconvolución del haz sintetizado. Se trata de eliminar los efectos derivados del muestreo incompleto del plano u - v , y encontrar el mapa más aproximado al mapa real de la observación, entre todos los compatibles con las visibilidades medidas. Inicialmente se propusieron algunas aproximaciones basadas en una interpolación similar a la mencionada anteriormente para la aplicación de la transformada rápida de Fourier, o en suponer un modelo para la emisión del objeto observado, destinadas a rellenar de alguna manera los huecos del plano u - v . Sin embargo, estos métodos resultaron ser poco eficientes, y en la actualidad los dos mecanismos de deconvolución del haz sintetizado que se exponen a continuación son los más comunes.

Método “CLEAN”

Este método aproxima la distribución de brillo real $B_r(x, y)$ por la superposición de un número finito de fuentes puntuales de intensidades A_i y posiciones (x_i, y_i) . Se determina entonces la contribución de cada una de estas fuentes en otras regiones del mapa a través de su multiplicación con el haz sintetizado de la observación, de forma que el mapa sucio queda representado como:

$$B(x, y) = \sum_i A_i \tilde{W}(x - x_i, y - y_i) + B_{\text{res}}(x, y) , \quad (2.16)$$

donde $B_{\text{res}}(x, y)$ representa una distribución de brillo residual. La finalidad es que estos residuos queden por debajo del nivel de ruido al final del proceso. El método fue desarrollado inicialmente por Högbom (1974), enteramente en el plano real, en base al siguiente esquema:

- i) Se identifican las posiciones y flujos de las estructuras más intensas (tanto negativas como positivas) en el mapa sucio, bien mediante un método iterativo o indicando mediante cajas las posiciones de las señales identificadas como reales.
- ii) Se sustrae del mapa sucio una fracción γ (denominada “ganancia”) de la multiplicación de estas estructuras por el haz sintetizado.

- iii) Se repiten los procesos i) e ii) hasta que el resto de las estructuras del mapa (las que no han sido identificadas como reales) disminuyan por debajo de un valor previamente especificado.
- iv) Se multiplican las estructuras identificadas como reales por un haz sintetizado limpio, determinado normalmente a través de un ajuste del lóbulo principal del haz sintetizado original a una Gaussiana elíptica.
- v) Se suman los residuos del mapa sucio.

La mayor parte del tiempo de ejecución de este proceso se consume en la definición analítica del haz sintetizado en la posición de cada estructura. Para ganar eficiencia, Clark (1980) propuso trasladar esta parte del análisis al plano de Fourier, ejecutando una convolución con el haz sintetizado a través de una transformada de Fourier bidimensional. Por otro lado, Cotton & Schwab (publicación inédita, aunque en Schwab (1984) aparece una referencia a este trabajo), propusieron llevar a cabo la sustracción de los efectos espurios del haz sintetizado directamente en el plano u - v sobre las visibilidades originales, evitando así los errores que se producen durante el proceso de convolución.

Método de máxima entropía

Este método surge de la necesidad de incorporar en el proceso de deconvolución la posible información conocida con anterioridad sobre la distribución de brillo real. El objetivo es identificar entre todas las soluciones compatibles con las visibilidades observadas aquella que más se aproxima a la esperada. La función que define el grado de similitud entre la distribución de brillo deconvolucionada, $B_{dc}(x, y)$, y la distribución de brillo de referencia, $M(x, y)$ (que incorpora toda la información conocida con anterioridad), y que debe ser maximizada, es la entropía:

$$\mathcal{H} = - \sum_i B_{dc}(x_i, y_i) \left[\ln \left(\frac{B_{dc}(x_i, y_i)}{M(x_i, y_i)} \right) - 1 \right] . \quad (2.17)$$

Adicionalmente debería imponerse que las visibilidades derivadas de la solución obtenida, $V_{dc}(u, v)$, coincidan exactamente con las visibilidades observadas, $V(u, v)$, en los puntos muestreados del plano u - v . Sin embargo, esto no es compatible con que la imagen deconvolucionada sea positiva en todos los puntos, de manera que, considerando que los datos pueden estar afectados por ruido, se establece simplemente que V_{dc} y V deben ser lo más próximas posibles, de tal forma que la función

$$\chi^2 = \sum_k \frac{[V(u_k, v_k) - V_{dc}(u_k, v_k)]^2}{\sigma^2(u_k, v_k)} \quad (2.18)$$

no supere un determinado valor, siendo $\sigma(u, v)$ el error asociado a cada medida. Varios autores han propuesto distintos algoritmos matemáticos destinados a implementar este método de forma general (véase por ejemplo Cornwell & Evans (1985)). En otros casos se han propuesto estrategias específicas para ser aplicadas a problemas particulares. Por ejemplo, Maisinger et al. (1997) desarrollaron un método de máxima entropía para separar, en observaciones del FCM, la componente primordial del resto de componentes (especialmente contaminantes galácticos), que al mismo tiempo ejecuta la deconvolución del haz sintetizado. A diferencia de lo que ocurre en otras aplicaciones, en este caso tanto el mapa reconstruido como el que se introduce como modelo pueden tomar valores positivos y negativos. Al final del proceso se comprueba que el mapa reconstruido tiene un espectro de potencias compatible con el de las fluctuaciones de FCM primordial en las escalas angulares muestreadas por el interferómetro.

Aunque ambos métodos son aplicados en interferometría, CLEAN es más comúnmente utilizado porque es en general más eficiente. Sin embargo, el método de máxima entropía es más rápido cuando se trabaja con mapas grandes (con un número de píxeles superior a $\sim 10^6$). Además, es más adecuado para observaciones de objetos extensos, mientras que CLEAN trata de manera más eficiente las fuentes puntuales

2.1.5. Medida del espectro de potencias del FCM a través de interferometría

En estudios del FCM los interferómetros tienen la ventaja de que, al muestrear el plano u - v , proporcionan una medida directa del espectro de potencias de fluctuaciones del FCM, con lo cual se evitan los efectos espurios introducidos por el haz sintetizado, así como la necesidad de una perfecta caracterización del haz primario del instrumento. A continuación se expondrá el desarrollo teórico que pone de manifiesto que un interferómetro mide directamente el espectro de potencias del FCM, siguiendo para ello el formalismo de White et al. (1999) (también puede encontrarse un desarrollo detallado en Rubiño-Martín (2002)).

Bajo la consideración, utilizada en los apartados anteriores, de que el interferómetro observa regiones de pequeña extensión angular, se puede aplicar la aproximación de cielo plano, ya mencionada anteriormente. En estas condiciones, el desarrollo en armónicos esféricos de las fluctuaciones de temperatura de FCM se puede transformar en un análisis de Fourier. Sustituyendo los subíndices (ℓ, m) por un vector bidimensional $\vec{\ell}$, de módulo ℓ y ángulo acimutal φ_ℓ , White et al. (1999) demuestran que

$$\frac{\Delta T}{T_{\text{FCM}}}(\vec{r}) = \sum_{\ell m} a_{\ell m} Y_{\ell m} \approx \int a(u, v) e^{-i2\pi(ux+vy)} dudv \equiv \int a(\vec{q}) e^{-i2\pi\vec{q}\cdot\vec{r}} d^2q \quad , \quad (2.19)$$

donde \vec{q} y \vec{r} son vectores bidimensionales de componentes (u, v) y (x, y) respectivamente, y se ha tenido en cuenta que $\vec{\ell} = 2\pi\vec{q}$. Por otro lado, a partir de la ecuación (2.10) y haciendo uso de las mismas aproximaciones que condujeron a la ecuación (2.11), la visibilidad medida por un interferómetro, en caso de observaciones de fluctuaciones de temperatura del FCM, se puede escribir como:

$$V(\vec{q}) = \frac{2k_B}{\lambda^2} T_{\text{FCM}} \int P(\vec{r}) \frac{\Delta T(\vec{r})}{T_{\text{FCM}}} e^{i2\pi\vec{q}\cdot\vec{r}} d^2r \quad , \quad (2.20)$$

donde se han transformado las unidades de flujo a temperatura de brillo mediante el uso de la ecuación (2.8). Combinando las ecuaciones (2.19) y (2.20) se obtiene

$$V(\vec{q}) = \frac{2k_B}{\lambda^2} T_{\text{FCM}} \int a(\vec{w}) \tilde{P}(\vec{q} - \vec{w}) d^2w \quad , \quad (2.21)$$

donde \tilde{P} es la transformada de Fourier del haz primario, o “función de apertura”. Por lo tanto la función de visibilidad es la convolución de los modos de Fourier $a(\vec{w})$ con la función de apertura. Es decir, un interferómetro mide directamente el espectro de potencias, en las escalas angulares dadas por las longitudes de las líneas de base, pero introduciendo una correlación entre modos $a(\vec{w})$ independientes. La correlación entre las medidas i y j de un interferómetro viene dada por

$$C_{ij} = \langle V^*(\vec{q}_i) V(\vec{q}_j) \rangle = \left(\frac{2k_B}{\lambda^2} T_{\text{FCM}} \right)^2 \int \tilde{P}^*(\vec{q}_i - \vec{w}) \tilde{P}(\vec{q}_j - \vec{w}) S(w) d^2w \quad , \quad (2.22)$$

donde se ha tenido en cuenta que los modos de Fourier son diagonales, y con valores tales que: $\langle a^*(\vec{w}) a(\vec{w}) \rangle = S(w)$, siendo $S(w)$ el espectro de potencias en dos dimensiones, cuya relación con el espectro de potencias unidimensional viene dada por (White et al., 1999)

$$q^2 S(q) \simeq \frac{\ell(\ell+1)}{(2\pi)^2} C_\ell \Big|_{\ell=2\pi q} \quad , \quad (2.23)$$

para $q \gtrsim 10$ ($\ell \gtrsim 60$). A partir de la ecuación (2.22), escribiendo el diferencial como $d^2w = wdw d\theta_w$, se puede definir la función ventana del interferómetro,

$$W_{ij}(w) = \int_0^{2\pi} \tilde{P}^*(\vec{q}_i - \vec{w}) \tilde{P}(\vec{q}_j - \vec{w}) d\theta_w \quad , \quad (2.24)$$

quedando entonces

$$C_{ij} = \left(\frac{2k_B}{\lambda^2} T_{\text{FCM}} \right)^2 \int_0^\infty W_{ij}(w) S(w) w \, dw \quad . \quad (2.25)$$

2.2. Descripción instrumental

VSA es un pequeño interferómetro situado en el Observatorio del Teide a 2340 m de altitud, y diseñado para medir las anisotropías del FCM en escalas angulares intermedias. A continuación se presenta una descripción experimental del instrumento principal y del sustractor de fuentes puntuales. Una descripción más detallada sobre aspectos relacionados con el diseño del instrumento puede encontrarse en Rusholme (2001), o bien con un carácter más general en Watson et al. (2003).

2.2.1. Instrumento principal

El instrumento principal de VSA está constituido por 14 antenas (91 líneas de base), está equipado con amplificadores de tipo HEMT, y es sintonizable en el rango de frecuencias 26 – 36 GHz, con un ancho de banda de 1.5 GHz. Esta región espectral corresponde a la banda Ka, y es apropiada para observaciones terrestres gracias a que se encuentra entre las dos intensas líneas de emisión del vapor de agua y del oxígeno molecular. Además, en esta región espectral la contaminación galáctica es baja, así como la provocada por fuentes puntuales extragalácticas (véase el apartado 1.3.4). Las observaciones que se presentan en esta tesis fueron realizadas a 34.1 y a 33.0 GHz³. Las antenas son de tipo CHRA, esto es con forma de cuerno y con unas pequeñas ondulaciones destinadas a obtener una mayor directividad y una minimización de los lóbulos secundarios del haz primario. Se encuentran situadas sobre una tabla de 3 × 3 m orientada en dirección norte-sur, y formando con ella un ángulo de 35° con objeto de lograr un mayor empaquetamiento entre ellas. La tabla es inclinable en elevación entre 0 y 70°, por lo que son observables distancias cenitales de 35°. Esto significa que, a la latitud de 28° del observatorio del Teide, VSA puede alcanzar declinaciones comprendidas entre –7 y +63°. El movimiento en elevación lo ejecuta la tabla y el desplazamiento acimutal, en un rango ±45°, lo realizan los espejos parabólicos que se encuentran acoplados a las antenas. Para evitar que la radiación procedente del suelo contamine las medidas a través de los lóbulos secundarios del haz primario (y minimizar así el término T_s de la ecuación 2.6) el instrumento se encuentra rodeado por unas pantallas de aluminio de 3.5 m, que también sirven como protección del viento.

Las antenas pueden ser colocadas en diferentes posiciones en la tabla, lográndose diferentes longitudes de líneas de base, y en consecuencia distintas resoluciones angulares. El mismo instrumento puede ser utilizado por tanto para realizar medidas del espectro de potencias del FCM en distintos rangos de multipolos con aproximadamente igual sensibilidad. VSA ha realizado observaciones en tres configuraciones diferentes: la “configuración compacta”, la “configuración extendida” y la “configuración superextendida”. En la figura 2.4 se muestran imágenes del instrumento principal en estas tres configuraciones. La compacta fue la inicial, y operativa a partir de octubre de 2000. En esta configuración las antenas tenían espejos de 143 mm de diámetro, que producían un haz primario con una anchura a media altura de 4.6° a 34.1 GHz. Fue diseñada para ser sensible hasta $\ell \sim 900$, con un haz sintetizado de FWHM~20’. En la segunda configuración, operativa desde octubre de 2001, se reemplazaron las antenas por otras más largas, y los espejos parabólicos por unos de mayor tamaño, en este caso de 322 mm de diámetro y con un haz primario de FWHM=2.1°. Esta mayor apertura de las antenas permite unas mayores líneas de base manteniéndose un alto factor de relleno y aproximadamente una misma sensibilidad en términos de temperatura (de hecho, la sensibilidad en este caso es algo superior). En esta configuración la longitud de las líneas de base varía desde 0.6

³En julio de 2002 se cambió el oscilador local de VSA y la frecuencia pasó de 34.1 a 33 GHz.

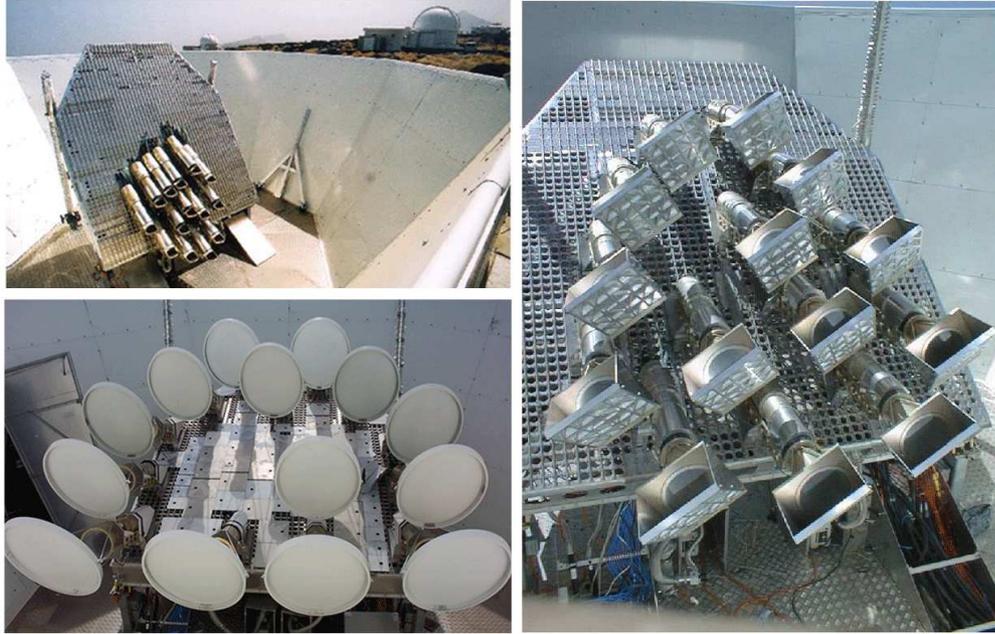


Figura 2.4: Instrumento principal de VSA en sus tres configuraciones. Desde la esquina superior izquierda, y en sentido horario, las distintas disposiciones de las antenas sobre la tabla de 3×3 m corresponden a las configuraciones compacta, extendida y superextendida, respectivamente (véase el texto principal). Obsérvese el diferente tamaño de los espejos de las antenas en las distintas configuraciones. En la imagen superior izquierda pueden verse las pantallas laterales que protegen al experimento de la radiación procedente del suelo. Estas fotografías han sido cedidas por R.A. Watson.

hasta 2.5 m, produciendo una cobertura de un rango de escalas multipolares $\ell \sim 300 - 1500$, con un haz sintetizado de $\text{FWHM} \approx 11'$. Todas las observaciones descritas y los mapas presentados en esta tesis fueron realizados con esta configuración, aunque en el capítulo 3 se incluyen, en el cálculo del espectro de potencias y en la estimación de parámetros cosmológicos, los datos tomados con la configuración compacta. A finales de 2004 el instrumento comenzó a ser reconfigurado nuevamente, adoptando la configuración superextendida, con mayores líneas de base que permiten alcanzar multipolos $\ell \sim 2200$, y con un menor haz sintetizado de $\text{FWHM} \approx 7'$. Los espejos fueron sustituidos por otros de forma ovalada con diámetros de 600 y 950 mm, que producen un haz primario de $\text{FWHM} = 1.2^\circ$. En la tabla 2.1 se exponen los principales parámetros que caracterizan estas tres configuraciones. Nótese que algunos de ellos son aproximados, dado que dependen de las condiciones de observación. Por ejemplo, el rango de escalas multipolares cubierto varía ligeramente con la declinación de la observación (obsérvese en la figura 2.3 cómo se modifica la cobertura del plano $u-v$ para diferentes configuraciones), igual que la forma del haz sintetizado. Hay además variaciones en función de las líneas de base que se eliminan de los datos en cada caso. En consecuencia, también el factor de conversión de sensibilidad a temperatura varía ligeramente con la declinación de la observación. La sensibilidad se indica en términos del nivel de ruido alcanzado en 28 observaciones de 7^{h} . Los valores de la tabla han sido determinados experimentalmente, y son similares a los deducidos de la ecuación (2.5) considerando una eficiencia teórica $\eta = 0.7$.

En la figura 2.5 se representan esquemáticamente las posiciones relativas de las antenas en las tres configuraciones. También se comparan las diferentes coberturas del plano $u-v$ obtenidas en observaciones a una misma declinación. En el panel inferior izquierdo se representan las funciones ventana correspondientes a estas tres observaciones, que muestran la distribución de puntos de visibilidad en función de su distancia q al centro. El rango multipolar ($\ell = 2\pi q$) en cada caso

Tabla 2.1: Principales parámetros característicos de las tres configuraciones de VSA.

	Compacta	Extendida	Superextendida
Tamaño de los espejos, d (mm)	143	322	600×950
FWHM del haz primario (grad)	4.6	2.1	1.2
FWHM del haz sintetizado (minarc)	~ 20	≈ 11	≈ 7
Cobertura de multipolos, ℓ	$\sim 150 - 900$	$\sim 300 - 1500$	$\sim 500 - 2400$
Temperatura de sistema ^a , T_{sis} (K)	30	35	25
Sensibilidad en $28 \times 7^{\text{h}}$, ΔS_{RMS} (mJy/haz)	29	7	4
Sensibilidad en $28 \times 7^{\text{h}}$, $[\Delta T_{\text{RMS}}]_{\text{RJ}}$ (μK)	23	18	26

^a Sin corregir la absorción atmosférica.

coincide con el mostrado en la tabla 2.1. Se aprecia que a medida que aumentan las longitudes de las líneas de base de una configuración respecto a otra se obtienen medidas de visibilidad en puntos cada vez más alejados del centro. En el panel inferior derecho se muestra el perfil de los haces sintetizados de cada observación, obtenidos utilizando una función de convolución *pillbox* y un pesado natural. Se pone de manifiesto que a medida que aumentan las longitudes de las líneas de base la anchura del lóbulo principal disminuye, obteniéndose por tanto una mayor resolución angular. Nótese asimismo la presencia de los lóbulos secundarios, con distintas posiciones y amplitudes en función de la configuración.

2.2.2. Sustractor de fuentes puntuales

Como se ha indicado en el apartado 1.3.4, las radiofuentes puntuales constituyen uno de los contaminantes más importantes en las observaciones del FCM, tanto en las relacionadas con estudios de anisotropías primarias como en las dedicadas a la medida del efecto SZ. En los rangos espectral y multipolar⁴ de VSA su contribución es crítica (Taylor et al., 2001), y por lo tanto debe definirse una estrategia para minimizarla. Aunque existen catálogos a baja frecuencia, como el NVSS a 1.4 GHz (Condon et al., 1998) o el GB6 a 4.85 GHz (Gregory et al., 1996), la población de radiofuentes a la frecuencia de VSA es esencialmente desconocida. Además, muchas radiofuentes pueden ser variables o tener espectros invertidos ($\alpha < 0$), por lo que una simple extrapolación a la frecuencia de VSA a partir de estos dos catálogos resulta insuficiente. Por ello, idealmente se necesitaría disponer de observaciones a la misma frecuencia de VSA, pero de mayor resolución angular (en las escalas angulares de interés en estudios del FCM la mayoría de estas fuentes no están resueltas) y con la suficiente sensibilidad para detectar todas las radiofuentes presentes en los campos de observación que produzcan una contaminación importante sobre la medida. Esto requeriría un telescopio más caro que el propio VSA. Por contra, se dispone de un instrumento de diferentes características, que denominamos “sustractor de fuentes puntuales”, y de manera general se adopta la siguiente estrategia: i) previamente a las observaciones, los campos son explorados a una frecuencia de 15 GHz con el *Ryle Telescope* (RT)⁵ siguiendo la técnica descrita en Waldram et al. (2003); ii) las fuentes puntuales identificadas con flujos por encima de un nivel de sustracción determinado son observadas con el sustractor, de manera simultánea a las observaciones del instrumento principal. El nivel de sustracción se selecciona en función de las necesidades de cada caso concreto. Normalmente se establece que éste debe ser tal que el nivel de confusión introducido por las fuentes residuales con flujos inferiores sea menor que el nivel de ruido de las observaciones. Ésta es la estrategia adoptada

⁴Nótese que al aumentar con ℓ^2 , el efecto de las fuentes puntuales es gradualmente creciente en las configuraciones compacta, extendida y superextendida, respectivamente.

⁵El RT es un interferómetro de 8 antenas de 13 m de diámetro, situado en Cambridge y que a una frecuencia de 15.2 GHz. En estas observaciones utiliza una configuración en la que la resolución angular es de $\simeq 30''$.

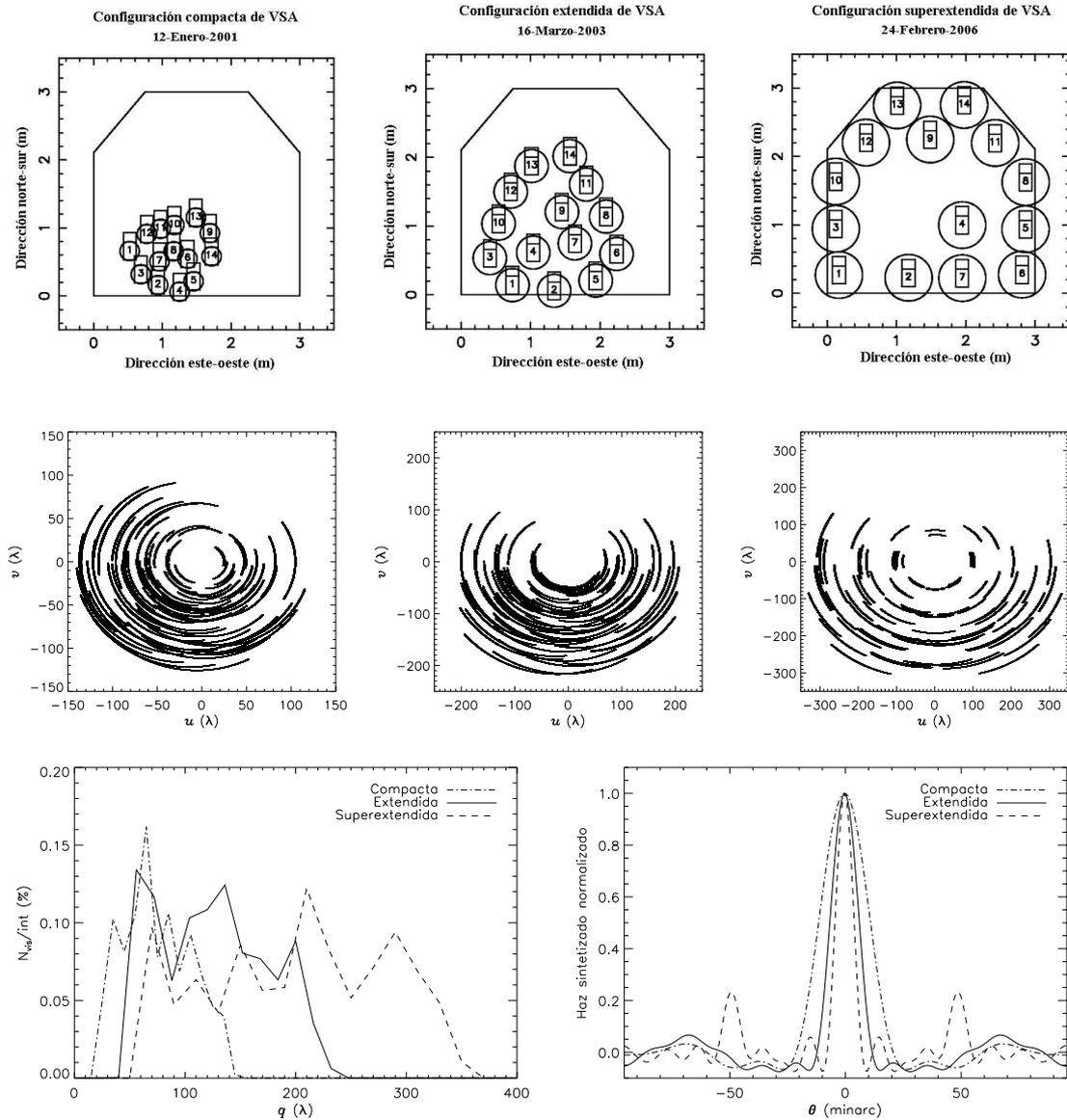


Figura 2.5: Línea superior, de izquierda a derecha: disposición de las antenas (las unidades de los ejes son metros) de VSA en las configuraciones compacta (a fecha de enero de 2001), extendida (marzo de 2003) y superextendida (febrero de 2006). Línea intermedia: funciones de transferencia $W(u, v)$ definidas a partir de la cobertura del plano $u-v$ obtenida por observaciones de Cas A ($Dec=59^\circ$) llevadas cabo con las configuraciones mostradas en la línea superior. Las observaciones con las configuraciones compacta y extendida son de $\sim 4^h$ de duración, mientras que la realizada con la configuración superextendida es de $\sim 2^h$. Panel inferior izquierdo: funciones ventana de cada una de las tres configuraciones. Se representa el porcentaje de puntos de visibilidad en intervalos de radio $q = \sqrt{u^2 + v^2}$ en cada una de las observaciones anteriores. Panel inferior derecho: perfiles de los haces sintetizados ($\bar{W}(x, y)$) de cada una de estas observaciones.

de manera estándar en las observaciones con VSA. Sin embargo, en los estudios que se presentan en esta tesis se han introducido algunas modificaciones, que serán especificadas en cada caso concreto.

En la figura 2.6 se muestran imágenes del sustractor de fuentes puntuales. Se trata de un interferómetro de dos elementos, con dos espejos parabólicos de 3.7 m de diámetro, y equipado con

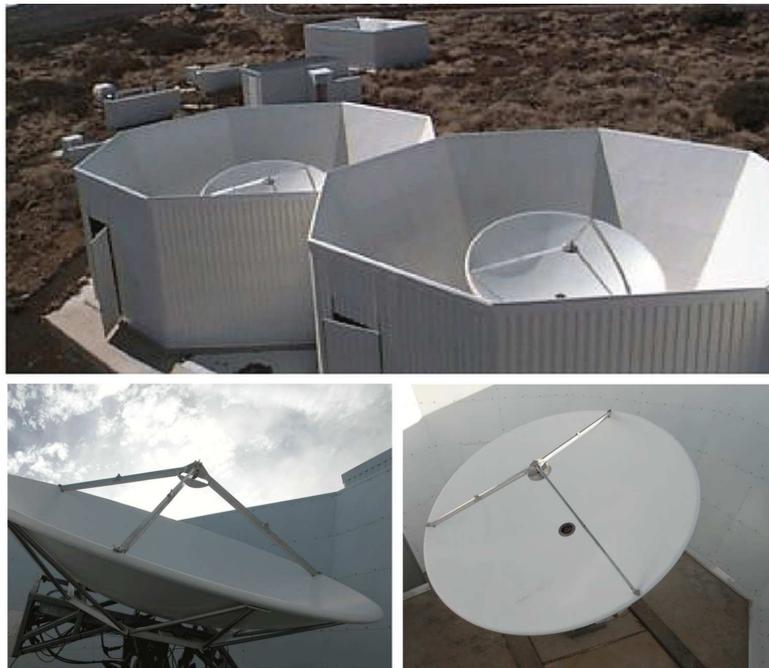


Figura 2.6: Sustractor de fuentes puntuales de VSA. La imagen superior muestra una vista general de este interferómetro de dos antenas, en la que se observan las pantallas laterales que lo protegen de la radiación procedente del suelo. La distancia entre las dos antenas es 9 m, y su diámetro 3 m. Las imágenes inferiores muestran una vista ampliada de una de las antenas.

antenas y sistemas receptores iguales a los que utiliza el instrumento principal. La separación entre las antenas es de 9.2 m, en dirección norte-sur. Su haz primario y su haz sintetizado tienen una FWHM respectivamente de 9' y 4'. A esta resolución angular no se resuelve ninguna de las fuentes observadas, y el FCM primordial tiene una contribución despreciable. La sensibilidad del sistema es $\approx 340 \text{ mJy s}^{1/2}$, con lo que en una observación de $28 \times 7^{\text{h}}$ se alcanza un nivel de ruido de 0.4 mJy, suficiente para una correcta determinación del flujo. Las antenas se encuentran rodeadas por pantallas de aluminio laterales iguales a las que encierran al instrumento principal, que en este caso sirven también para eliminar los efectos de comunicación entre las antenas. El instrumento principal y el sustractor realizan respectivamente observaciones de los campos y de las fuentes puntuales seleccionadas en la región, de forma simultánea con el objetivo de minimizar los efectos de una posible variabilidad. Las observaciones diarias de cada fuente son promediadas a lo largo de todo el período de observación, y el flujo derivado es sustraído directamente de las visibilidades.

2.3. Tratamiento de la señal y adquisición de los datos

La señal de cada antena es combinada inicialmente con la señal procedente de un primer oscilador local (1^{er} LO, 18-28 GHz), con lo que se obtiene una señal de “frecuencia intermedia” (IF, de *Intermediate Frequency*) centrada en 9 GHz. En este primer oscilador local se aplica también una inversión ortogonal de fase mediante funciones de Walsh, que tiene como objetivo eliminar posibles desfases en la salida del correlador provocados por imperfecciones en la transmisión de la señal o por señales espurias. Posteriormente se aplica una nueva conversión a una IF centrada en 1 GHz a través de un segundo oscilador local (2^{a} LO, 8 GHz), que además es el encargado de dividir la señal

en sus partes real e imaginaria.

A continuación la señal es transmitida a la caseta de control. Aquí, antes de introducir la señal en el correlador, se aplican una serie de correcciones que tienen como objetivo ajustar los niveles de potencia, pendiente y fase para lograr una máxima sensibilidad:

- i) Mediante un compensador de camino óptico se introducen retardos que evitan el lavado de franja mencionado en el apartado 2.1.1.
- ii) Para asegurar una calibración de flujo lo suficientemente precisa es necesario controlar los niveles de potencia, que pueden fluctuar a causa de variaciones de la opacidad y/o emisividad atmosféricas o de la ganancia de los receptores. La potencia es registrada en cada instante mediante un sistema denominado *rain gauge* y estabilizada a través del “control automático de ganancia” (AGC, de *Automatic Gain Control*). El *rain gauge* proporciona una medida de la ganancia relativa, y sirve para tener un control instantáneo sobre el estado del sistema y de la atmósfera.
- iii) A causa de la variación de la atenuación con la frecuencia, la amplitud puede variar dentro del ancho de banda espectral. Esto se corrige mediante “ecualizadores”, constituidos por amplificadores cuya ganancia aumenta con la frecuencia.

Posteriormente las señales (A y B) procedentes de cada par de antenas son combinadas en un correlador analógico, de manera que se generan dos términos $(A + B)^2$ y $(A - B)^2$, que luego se restan para producir $4AB$. Este dispositivo incluye un sistema que permite opcionalmente reducir la ganancia en un factor ~ 20 para evitar que se sature el amplificador en observaciones de calibradores intensos como la Luna, el Sol. La salida del correlador consiste en 182 medidas, asociadas a las partes real e imaginaria de cada una de las 91 líneas de base, correspondiente cada una a una integración en un intervalo de 1 s, y es exportada en forma de ficheros binarios de tipo *raw* (el caso del sustractor de fuentes puntuales es análogo, pero con una sola medida). Estos ficheros contienen (para cada muestra integrada en 1 s) toda la información necesaria para reconstruir la observación: i) una etiqueta de tiempo, ii) las coordenadas (u, v) , iii) el ángulo acimutal de cada antena y el ángulo de elevación de la tabla, iv) las partes real e imaginaria de la visibilidad para cada una de las 91 líneas de base, v) una medida de la temperatura de sistema para cada línea de base, vi) los valores del AGC, vii) los valores correspondientes a la compensación de camino óptico de cada antena, viii) una medida de la temperatura física de cada antena. En la cabecera de cada fichero se incluyen además las coordenadas que indican la posición de cada antena sobre la tabla, el instante de tiempo de comienzo y finalización de la observación, así como cualquier posible comentario introducido por el observador. Estos ficheros son transferidos diariamente a la sede central del IAC. El control de VSA y del sustractor de fuentes puntuales, así como la programación de las observaciones puede realizarse remotamente desde el IAC a través de VSA-CONTROL, un programa escrito en lenguaje C y desarrollado por el CAG.

2.4. Calibración

El proceso de calibración de VSA puede dividirse en tres etapas: i) calibración de amplitud y fase, ii) calibración de la temperatura de sistema, iii) calibración del apuntado y de la geometría. Estos tres apartados se tratarán de manera independiente, junto con la calibración del sustractor de fuentes puntuales. La calibración es realizada de manera automática y sistemática mediante la aplicación de factores de corrección sobre las ganancias y los pesos de cada línea de base. Es necesaria la observación de radiofuentes, que deben ser brillantes, no resueltas y aisladas en el sentido de no tener otras fuentes cercanas (dentro de la FWHM del haz primario) que puedan introducir confusión en la medida. En la tabla 2.2 se muestra una selección de calibradores que cumplen estos requisitos y que son utilizados en la calibración de VSA.

Tabla 2.2: Radiofuentes utilizadas para la calibración de VSA. Se muestran los datos asociados a estos objetos tomados de la literatura: coordenadas, flujo o temperatura de brillo a 32 GHz e índice espectral. También se indican los valores de flujo o temperatura de brillo estimados a 33 GHz, así como los determinados a partir de observaciones del instrumento principal de VSA utilizando Júpiter como calibrador primario. NGC7027 es el calibrador primario del sustractor de fuentes puntuales.

Fuente	A.R. ^a (J2000)	Dec. ^a (J2000)	S_{32} (Jy) o $[T_{32}]_{RJ}$ (K) ^b	α ^b	S_{33} (Jy) o $[T_{33}]_{RJ}$ (K)	Observación a 33 GHz
Júpiter	-	-	152 ± 5 K	-2.24 ± 0.1	153.13 ± 5.04 K ^c	(Cal. P.)
Saturno	-	-	141^{+4}_-5 K	-2.0 ± 0.1	141^{+4}_-5 K ^c	143.00 K
Cas A	23 23 25.4	58 48 38	194 ± 5 Jy	$+0.827 \pm 0.056$	189.13 ± 4.87 Jy ^c	179.07 Jy
NGC7027	21 07 01.7	42 14 11	5.45 ± 0.20 Jy	$+0.1 \pm 0.1$	5.43 ± 0.20 Jy ^c	5.42 Jy
Crab	05 34 32.0	22 00 52	-	-	366.41 ± 18.74 Jy ^d	350.12 Jy
Cygnus A	19 59 28.3	40 44 02	-	-	34.67 ± 2.86 Jy ^d	36.70 Jy

^a NASA Extragalactic Database (NED).

^b Mason et al. (1999).

^c Valor extrapolado desde 32 GHz utilizando el índice espectral indicado.

^d Valor obtenido a partir del modelo de Baars et al. (1977).

2.4.1. Calibración de amplitud y fase

Diariamente se realizan observaciones de calibradores, y se generan ficheros que contienen las correcciones de ganancia y fase que son aplicadas a las visibilidades complejas medidas por cada una de las 91 líneas de base. El calibrador primario de las observaciones de VSA es Júpiter. Para su temperatura de brillo a 32 GHz y su índice espectral se toman como referencia los valores de Mason et al. (1999), indicados en la tabla 2.2. Una extrapolación a la frecuencia de VSA a partir de estos valores da 153.13 ± 5.04 K, con una precisión del $\sim 3.5\%$. Júpiter es un objeto no resuelto por el haz primario de VSA, pero dado que su órbita alrededor del Sol provoca un cambio en el ángulo sólido que subtende, éste tiene que ser calculado con precisión en el momento de la observación, con el objetivo de poder calibrar el flujo detectado a partir del valor de temperatura anterior. Para ello se utilizan programas estándares de la librería SLALIB⁶. Dado que en ocasiones no hay observaciones de Júpiter disponibles (porque no es visible, o está muy próximo a la Luna o el Sol, o bien afectada su observación por malas condiciones meteorológicas), se utilizan también como calibradores secundarios Cas A y Crab (también conocido como Tau A). La temperatura de referencia de estos calibradores secundarios a la frecuencia de VSA es determinada realizando observaciones de ellos y utilizando a Júpiter como calibrador primario. Cas A y Crab tienen el inconveniente de estar parcialmente resueltos en las líneas de base más largas de la configuración extendida, con lo cual es necesario modelar la variación de flujo en estas líneas de base y aplicar una determinada corrección. Para ello se han utilizado mapas de VLA a 1.4 GHz (Anderson et al., 1991; Bietenholz et al., 1991), determinándose un factor de corrección del $\sim 15\%$ en las líneas de base más largas. Los valores de flujo determinados se muestran en la tabla 2.2. Por comparación se indican también los valores a la frecuencia de VSA calculados, respectivamente para Cas A y para Crab, a partir del flujo a 32 GHz y el índice espectral de Mason et al. (1999), y utilizando el modelo de Baars et al. (1977). La discrepancia en el caso de Cas A, considerando su baja latitud galáctica ($b = -2.13^\circ$), puede ser debida a que haya cierta contaminación procedente del plano de la galaxia. El modelo de Baars et al. (1977) determina un flujo 184.39 ± 7.43 Jy, que se encuentra entre los valores esperado y observado. En el caso de Crab hay que tener en cuenta su grado de polarización del 8% (Johnston & Hobbs, 1969), con lo que el flujo varía ligeramente con el ángulo horario de la observación. Así, para evitar errores sistemáticos las observaciones de esta fuente son de corta

⁶Esta librería pertenece al paquete STARLINK (<http://www.starlink.rl.ac.uk/>).

duración y se realizan cada día sobre el mismo ángulo horario. Además de éstas, hay otras fuentes más débiles que también se observan casi diariamente y que pueden ser utilizadas como calibradores secundarios, como Cygnus A, Saturno o NGC7027, que también aparecen en la tabla 2.2, y también Venus o 3C 48.

Los datos de WMAP de primer año determinaron un valor más preciso de la temperatura de Júpiter: $[T_{\text{Jup}}]_{\text{RJ}} = 146.6 \pm 2.0 \text{ K}$ a 33 GHz (Page et al., 2003). Por ello, aunque la calibración durante todo el período de operación de la configuración compacta y parte de la extendida se basó en el valor de temperatura de Mason et al. (1999), a partir de su publicación se adoptó este valor de WMAP. Los datos que se presentan en esta tesis han sido reescalados a este nuevo valor, con lo que el error en la calibración se reduce a un 1.5%, lo que equivale a un 3% en términos de las medidas del espectro de potencias. Nótese además que la nueva temperatura de referencia es un 4% menor, lo que implica una disminución del 8% en los valores del espectro de potencias respecto a las medidas previas (Grainge et al., 2003).

La calibración de fase también es realizada a través de observaciones diarias de Cas A, Crab y Júpiter. El instrumento es lo suficientemente estable para que una calibración realizada en un intervalo de $\pm 12^{\text{h}}$ respecto a la observación sea suficiente para calibrar las fases a $< 10^\circ$. Posteriormente se corrigen posibles errores en la cuadratura entre las partes real e imaginaria de cada visibilidad (que pueden ser de hasta 15°), provocados por diferencias en los caminos ópticos a través de los cables que transmiten la señal hasta el correlador.

2.4.2. Calibración de la temperatura de sistema

Durante una observación la variación temporal de la opacidad atmosférica, debida al cambio de las condiciones meteorológicas o bien a la variación en la elevación del telescopio, y las fluctuaciones en la temperatura de sistema introducen errores en la medida. Para controlarlos, se inyecta en cada antena una pequeña señal conocida. La potencia total de salida es estabilizada por el sistema AGC, y es registrada en cada antena por el *rain gauge* (véase el apartado 2.3). Esta señal de ruido introducida está representada por el término T_{cal} de la ecuación (2.6), y su contribución relativa a la potencia total de salida varía inversamente a la temperatura de sistema, con lo que esto nos permite aplicar una corrección, denominada “corrección de *rain gauge*”, que compensa los cambios que se producen en la temperatura de sistema. Suponiendo que los términos T_{fg} , T_{s} , T_{p} y T_{rec} de la ecuación (2.6) son aproximadamente constantes, el valor del *rain gauge* proporciona información sobre la variación en la señal astronómica observada debida a fluctuaciones atmosféricas. Es entonces un excelente indicador de las condiciones atmosféricas durante la observación, de hecho es uno de los principales indicadores utilizados a la hora de descartar datos. En condiciones de buen tiempo las correcciones que se aplican a la señal a través de este sistema son típicamente del $\sim 1 - 4\%$, y las observaciones con factores de corrección muy elevados ($\gtrsim 20\%$) normalmente son descartadas.

2.4.3. Calibración del apuntado y de la geometría

El apuntado de VSA se comprueba inicialmente mediante procedimientos mecánicos. Además, frecuentemente se realizan observaciones de larga duración de calibradores no resueltos, con el objetivo de comprobar el apuntado y también la forma del haz. Estos estudios han determinado una precisión en el apuntado de $\sim 5'$, lo que supone un 4% de la FWHM del haz primario de la configuración extendida.

La calibración de la geometría también es fundamental. Para obtener una precisa reconstrucción de la distribución de brillo a partir de la ecuación (2.11) es necesario conocer con exactitud las coordenadas (u, v) de los puntos muestreados en el plano de apertura y, en consecuencia, las posiciones de las antenas sobre la tabla, con una precisión mucho mayor que la longitud de onda de observación, del orden de 0.1 mm. La determinación precisa de la geometría de las antenas es además necesaria para realizar correctamente el proceso de rotación de franja, y para evitar errores en la determina-

ción del haz sintetizado de la observación, que es esencial en la estimación del factor de conversión de flujo a temperatura. La precisión requerida en el cálculo de las posiciones de las antenas no puede ser alcanzada fácilmente por medio de una calibración mecánica. Por ello se recurre a una técnica de máxima verosimilitud específicamente desarrollada para interferómetros (Maisinger et al., 2003), que utiliza observaciones de larga duración de calibradores no resueltos a distintas declinaciones, junto con un modelo del telescopio. Este código ajusta un total de ~ 400 parámetros, entre los que se encuentran las coordenadas (x, y, z) de cada antena, las ganancias complejas provenientes de los 182 canales del correlador, y la frecuencia nominal y el ancho de banda de observación de cada línea de base. Este proceso debe realizarse cada vez que el interferómetro es reconfigurado, pero en general se realiza una vez al mes, para asegurar que el telescopio es estable. Mediante este método de calibración se consigue que los errores de fase y amplitud debidos a la geometría sean inferiores al ruido térmico.

Una vez que el apuntado y la geometría han sido ajustados según estos métodos, se comprueba adicionalmente que el resultado es el correcto a través de observaciones de calibradores no resueltos, utilizando coordenadas de apuntado desviadas un determinado ángulo ($\sim 0.5^\circ$ en la configuración extendida) del objeto. En el mapa de la observación se comprueba entonces que la fuente aparece en la posición esperada. Además, este procedimiento es útil para comprobar la forma del haz primario, a partir de la disminución del flujo de la fuente respecto al valor medido mediante observaciones centradas en el objeto.

2.4.4. Calibración del sustractor de fuentes puntuales

La calibración del sustractor de fuentes puntuales es similar a la del instrumento principal, aunque su mayor resolución angular provoca que Cas A y Crab sean resueltos, lo que impide su utilización como calibradores. En su lugar se utiliza como calibrador primario NGC7027, cuyo flujo estimado a 33 GHz es 5.43 ± 0.20 Jy (precisión del 3.5%), según se obtiene de los valores de flujo a 32 GHz y del índice espectral de Mason et al. (1999) indicados en la tabla 2.2. Diariamente se llevan a cabo observaciones de NGC7027 y de algunos otros calibradores adicionales como 3C 48, 3C 273 y Júpiter. Se ha comparado la calibración del sustractor con la del instrumento principal a través de observaciones de Júpiter, encontrándose un acuerdo superior al 3%.

Sin embargo, la calibración de la fase es diferente a la del instrumento principal. Durante las primeras observaciones se detectó que la fase no era completamente estable: en una observación de 2^h de duración se registraban derivas que provocaban diferencias entre la fase final y la inicial de hasta 60° . Además, estos comportamientos no se reproducían en observaciones de la misma fuente realizadas con el mismo tiempo sidéreo en días diferentes. Tras considerar varias posibilidades se determinó que esta deriva era provocada por pequeñas variaciones en la frecuencia del oscilador local con la temperatura. Para corregirla se adoptó la estrategia de utilizar observaciones de calibradores insertadas de manera intercalada entre las observaciones de las fuentes puntuales de cada campo. Estos calibradores de fase son seleccionados con antelación a las observaciones, tomando en consideración los siguientes criterios: i) deben ser lo suficientemente intensos ($\gtrsim 250$ mJy) para asegurar que los errores de fase debidos a ruido térmico sean bajos, ii) deben ser cercanos a los campos observados para minimizar el tiempo invertido por las antenas en cambiar de orientación y eliminar posibles efectos dependientes de la declinación. Cada ~ 10 observaciones de fuentes puntuales, el sustractor realiza una observación de uno de estos calibradores, lo cual es suficiente para garantizar una adecuada estabilidad de la fase.

De manera análoga a como se hace con el instrumento principal, el apuntado del sustractor de fuentes puntuales es revisado periódicamente a través de observaciones de larga duración de fuentes no resueltas.

2.5. Proceso de reducción de datos

2.5.1. Instrumento principal

La parte fundamental del proceso de reducción de datos es llevada a cabo de forma automática por REDUCE, un programa escrito en lenguaje C y desarrollado por el CAG específicamente para la reducción de datos de VSA. Este programa lee los ficheros *raw* que contienen la señal correlada de las 91 líneas de base integrada en intervalos de 1 s, y exporta ficheros que contienen información sobre la función de visibilidad y los puntos del plano $u-v$ donde ésta ha sido muestreada. Los principales procesos de tratamiento de datos que se llevan a cabo en este programa son los siguientes:

- i) Eliminación preliminar de errores sistemáticos. Es llevada a cabo tomando como referencia determinados parámetros que controlan el estado del telescopio. La temperatura de sistema (estimada a partir del *rain gauge*) sirve para detectar si los criostatos tienen temperaturas muy elevadas, o bien si los datos están afectados por malas condiciones atmosféricas. Los datos en los que estos parámetros superan un valor determinado son eliminados, o bien se les imponen pesos bajos. De manera independiente se registra la temperatura de cada criostato, pero la temperatura de sistema es un indicador más sensible y fiable. El sistema AGC también proporciona información sobre la potencia recibida por cada antena durante la observación, y es utilizado como otro indicador para eliminar datos cuando supera ciertos niveles. Los errores de apuntado son registrados durante cada observación y son excluidos los datos donde éstos son superiores a 0.5° . También se corrigen errores producidos en el correlador o en el sistema informático que lee los datos y que provocan que algunas muestras de datos se pierdan o aparezcan repetidas. La radiación procedente del suelo es minimizada gracias a la presencia de las pantallas laterales. Sin embargo ésta es registrada, y los datos afectados por esta radiación de origen no astronómico son excluidos. No obstante, en la configuración extendida se ha comprobado que esta contaminación es despreciable para ángulos horarios de $\pm 3^h$, de forma que conservadoramente se intenta limitar las observaciones a ángulos horarios $\pm 2.5^h$. Finalmente, se eliminan los datos con desviaciones superiores a 10σ . En períodos de buen tiempo, típicamente menos de un $\sim 3\%$ de los datos son eliminados en estos procesos.
- ii) De manera adicional a la inversión de fase que se realiza en el primer oscilador local (véase el apartado 2.3), se aplica ahora un proceso similar, con un ciclo de 16 s, que elimina posibles desviaciones producidas durante la integración de la señal a la salida del correlador. Los datos quedan entonces promediados y suavizados en escalas de 16 s.
- iii) Filtrado de la señal espuria. Durante las primeras observaciones realizadas con la configuración compacta sobre campos “blancos” de prueba, se detectó en los datos una señal espuria de origen no astronómico con las siguientes características: permanecía aproximadamente constante si el telescopio se mantenía inmóvil; tenía un gran ancho de banda; su intensidad variaba con la longitud de línea de base, alcanzando un máximo de ≈ 1 mK en las líneas de base más cortas, y siendo indetectable en las líneas de base más largas; desaparecía si se colocaba una placa de aluminio entre las antenas, lo que significaba que estaba relacionada con efectos de acoplamiento entre éstas; no variaba cuando el telescopio modificaba su elevación, lo que indicaba que el fenómeno era probablemente generado en la tabla y no por ejemplo como consecuencia de difracción en las pantallas laterales; y cuando las antenas cambiaban su orientación siguiendo unas coordenadas celestes determinadas, la señal adoptaba una modulación compatible con la variación de camino óptico entre antenas. Aunque se consideraron diversas hipótesis acerca del origen de esta señal (en Rusholme (2001) se exponen con detalle estos estudios), éste no ha sido determinado con claridad. Sin embargo, puede ser eliminada fácilmente teniendo en cuenta que su ritmo de cambio es mucho más lento que el de la modulación que sufre a causa de la variación de caminos ópticos entre antenas, y utilizando por lo tanto un filtro “paso-alto”. REDUCE utiliza un filtro Hanning, y la figura 2.7 pone de manifiesto su eficacia: se muestra

como ejemplo el mapa de una observación de FCM primordial con la configuración extendida de VSA antes y después de la aplicación de este filtrado; mientras que el mapa previo al filtrado es muy ruidoso, el mapa en el que se ha filtrado la señal espuria tiene un nivel de ruido en su borde compatible con el ruido térmico.

Sin embargo, ocasionalmente la frecuencia de las franjas debidas al cambio de camino óptico cae a valores cercanos a los del filtro. Cuando esto sucede los datos son eliminados, y en general esto provoca que del orden del $\sim 7\%$ de las visibilidades en una observación típica con la configuración extendida sean excluidas. En la configuración extendida, dadas las mayores longitudes de base, el impacto de esta señal espuria es mucho menor. Sin embargo, conservadoramente se sigue aplicando este filtrado. Esta misma estrategia se utiliza también para eliminar el efecto de señales contaminantes, mal tiempo y fuentes brillantes situadas fuera del haz, que se introducen a través de los lóbulos secundarios.

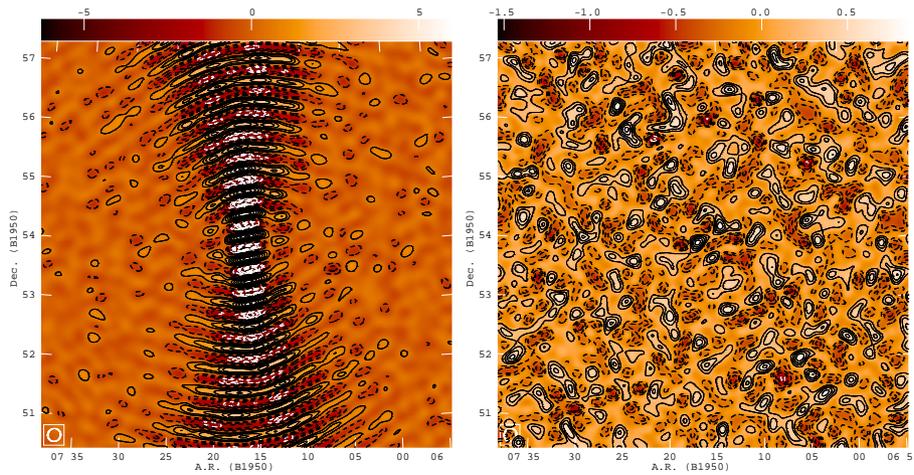


Figura 2.7: Mapas correspondientes a una observación de $3^{\text{h}}30^{\text{m}}$ de un campo de FCM primordial (campo VSA6F; véase el texto principal del capítulo 3), realizada con VSA en mayo de 2003, sin filtrar (izquierda) y filtrando (derecha) la señal espuria. El RMS en los bordes del mapa filtrado es consistente con el ruido térmico del telescopio. El rango dinámico de cada mapa se representa en la barra superior, cuyos valores numéricos corresponden a mJy/haz.

- iv) Rotación de franja y calibración primaria. La rotación de franja es llevada a cabo considerando como centro de fases el apuntado de una antena determinada. De esta forma se elimina el término exponencial exterior a la integral de la ecuación (2.3), y las visibilidades observadas quedan descritas por la ecuación (2.4), en la que se ha considerado que el centro de fases es \vec{s}_0 . En este punto se lleva a cabo también la calibración de amplitud y de fase, utilizando los criterios expuestos en el apartado 2.4.1. Para ello, previamente las observaciones de los calibradores son reducidas siguiendo un proceso similar al que se está explicando aquí. Los ficheros generados para cada día de observación (de extensión *pcal*) son examinados, y se comparan visualmente las partes real e imaginaria de su amplitud y sus fases. Aquéllos que presenten valores que se desvíen significativamente del promedio son eliminados. Entre las observaciones seleccionadas, REDUCE escoge la más cercana temporalmente.
- v) Filtrado del Sol y la Luna. Algunas fuentes muy brillantes, aunque estén localizadas fuera de la región de observación, pueden introducir señal contaminante a través de los lóbulos secundarios del haz del telescopio. En el caso de VSA, las únicas fuentes suficientemente brillantes para afectar las observaciones son el Sol y la Luna, cuyos flujos respectivos a la frecuencia de VSA son ~ 10 MJy y ~ 0.3 MJy. En general, estas fuentes producen franjas de frecuencia diferente a las que produce el campo observado. Para eliminar la contaminación que introducen se

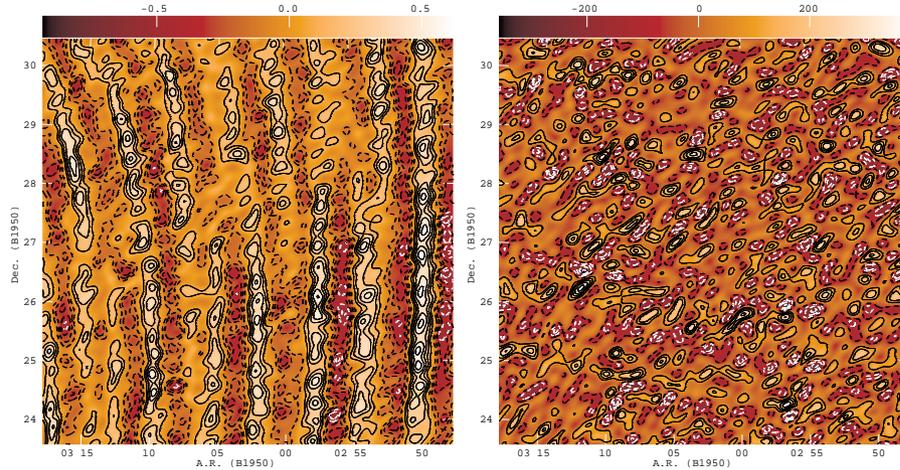


Figura 2.8: Mapas correspondientes a una observación de 2^h de un campo de FCM primordial (campo VSA5G; véase el texto principal del capítulo 3), realizada con VSA en mayo de 2003, sin filtrar (izquierda) y filtrando (derecha) la contaminación del Sol, que se encuentra a una distancia de 11° del centro de apuntado. El RMS en los bordes del mapa filtrado es consistente con el ruido térmico del telescopio. El rango dinámico de cada mapa se representa en la barra superior, cuyos valores numéricos corresponden a mJy/haz.

utiliza la misma técnica de filtrado explicada en el punto iii) para la señal espuria. Para ello se aplica una rotación de franja que traslada el centro de fases hasta la posición del objeto. En la configuración extendida este proceso se lleva a cabo cuando el Sol y la Luna se encuentran respectivamente a distancias angulares menores que 27° y 18° , mientras que si se encuentran a menos de 9° del centro de apuntado la observación es descartada (en la configuración compacta este límite es más estricto -40° y 30° respectivamente— debido al mayor tamaño de su haz). La eficacia de este mecanismo se pone de manifiesto en la figura 2.8, donde se muestra un mapa de una observación de FCM primordial con la configuración extendida de VSA antes y después de filtrar la contaminación introducida por el Sol, que se encuentra a 11° del centro de apuntado. Se observa que el Sol introduce unas franjas verticales, que son eliminadas por el proceso de filtrado. El RMS en el borde del mapa filtrado es compatible con el ruido térmico del telescopio.

- vi) Pesado. Además del pesado de los datos de acuerdo con la temperatura de sistema, se aplica un pesado basado en la dispersión temporal de las visibilidades en cada línea de base. Este proceso no se utilizaba en la reducción de los datos de la configuración compacta, y fue necesario introducirlo en la configuración extendida porque en este caso algunos días de observación estuvieron afectados por peores condiciones meteorológicas. Aunque los datos afectados por mal tiempo se eliminan con antelación, se detectaron algunos efectos que no provocaban variaciones en la temperatura de sistema y que por lo tanto pasaban inadvertidos. Este ruido no era uniforme en las 91 líneas de base, y por ello es importante el pesado de acuerdo con su RMS, con el fin de alcanzar los niveles de ruido óptimos.
- vii) Integración. Finalmente, los datos son integrados respecto al tiempo nuevamente, utilizando un intervalo de integración un factor cuatro mayor que el anterior. De esta manera, las visibilidades de salida quedan finalmente integradas en intervalos de 64 s.

En la figura 2.9 se esquematiza este proceso de reducción, a través de la representación de las partes real e imaginaria de la visibilidad en una determinada línea de base en tres etapas de la reducción. Las visibilidades resultantes son exportadas por REDUCE en tres formatos diferentes: FITS (archivos con extensión *fits*), binario (*red*) y ASCII (*vis* o *jvis*). Cada fichero corresponde a una observación

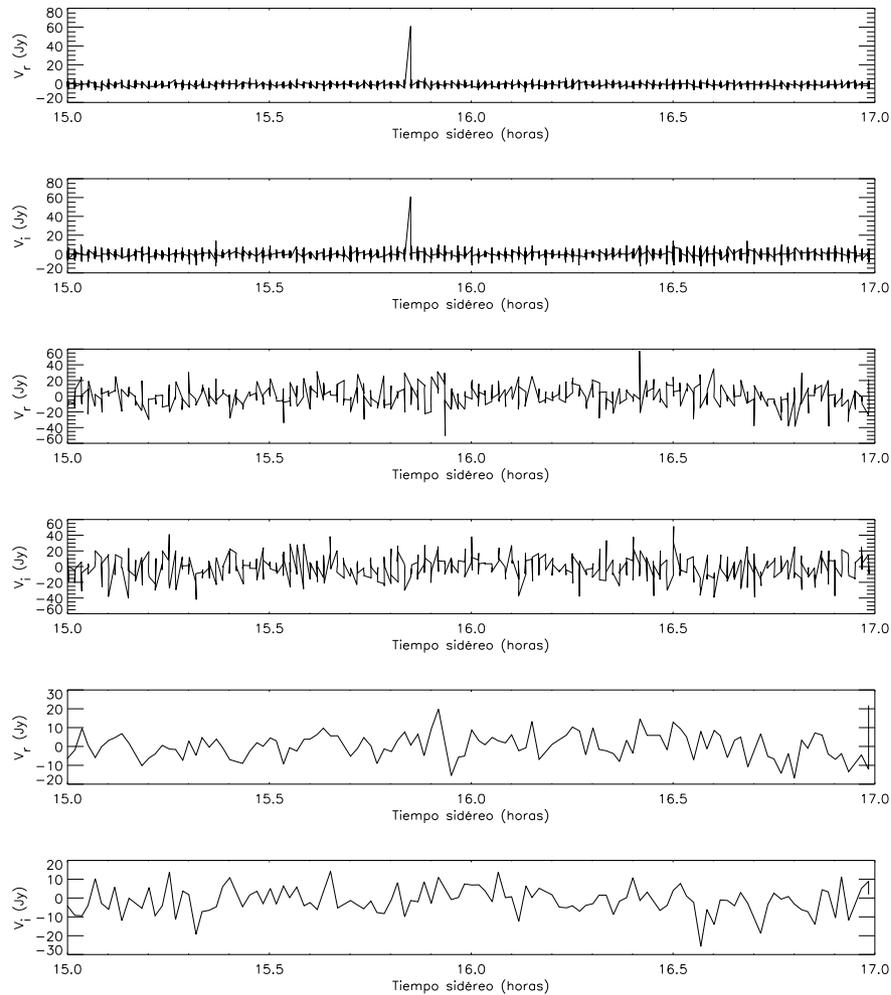


Figura 2.9: Esquema del proceso de reducción de datos en REDUCE. En los dos paneles superiores se representan las partes real e imaginaria de la visibilidad inicial respecto al tiempo sidéreo. Los dos paneles intermedios corresponden a la visibilidad resultante de eliminar los errores sistemáticos, promediar en escalas de 16 s, calibrar y filtrar la señal espuria. Los dos paneles inferiores representan las visibilidades resultantes de realizar el pesado y promediar nuevamente. Los datos corresponden a una observación de FCM primordial realizada en mayo de 2003, y las visibilidades representadas corresponden a la medida de la línea de base formada por las antenas 1 y 2 de la configuración extendida de VSA (es decir, lo que se representa es la variación de la medida de visibilidad a lo largo de una línea del plano $u-v$ del tipo de las que se representa en las figuras 2.3 y 2.5).

diaria, y contiene para cada línea de base y cada integración de 64 s la siguiente información: i) un identificador de la línea de base (los $jvis$ contienen también el ángulo horario correspondiente a cada integración), ii) las coordenadas (u, v) , iii) las partes real e imaginaria de la visibilidad, iv) el ruido σ calculado a partir del RMS de los datos dentro del intervalo de integración (los $jvis$ contienen, en lugar del ruido, un peso calculado como $1/\sigma^2$).

Algunos errores, del tipo de los mencionados anteriormente que no producen variación en la temperatura de sistema, son ignorados por el proceso de reducción. Por ello, como estadio final de este proceso, se generan mapas sucios a partir de los ficheros de visibilidad exportados por REDUCE. Para

ello se utiliza el programa de IDL⁷ VSAMAP, desarrollado por J.A. Rubiño-Martín. Este programa aplica una transformada rápida de Fourier sobre los datos agrupados en celdas en el plano $u-v$, utiliza un pesado natural y una función de convolución *pillbox*. Esta función de convolución, que es de las más sencillas y de menor tiempo de ejecución, se limita a sumar las visibilidades contenidas en cada celda; no obstante, es la menos eficaz para reducir la contaminación que las fuentes brillantes situadas fuera de la imagen introducen en los bordes de ésta (*aliasing*). Los mapas presentados en esta tesis son generalmente contruidos utilizando el paquete AIPS⁸, que permite la utilización de otras funciones de convolución, además de la aplicación de métodos de deconvolución del haz sintetizado. Sin embargo, para este propósito, la utilización de VSAMAP es suficiente, y más eficiente en términos del tiempo de ejecución. Aquellos días que presentan mapas con mal aspecto, franjas, o bien un RMS muy elevado, son descartados. Esto supone típicamente la eliminación del $\sim 30\%$ de los datos. Los ficheros de visibilidad de los días no descartados son combinados en un sólo fichero, que contiene típicamente del orden de $\sim 4 \times 10^5$ visibilidades. En determinados análisis, como por ejemplo al calcular el espectro de potencias, trabajar con ficheros de visibilidad tan grandes resulta ineficiente. Por ello, las visibilidades son agrupadas en celdas de determinado tamaño (normalmente 9λ en el caso del cálculo del espectro de potencias). La visibilidad compleja en cada celda y su varianza quedan entonces como:

$$Vr_C = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{vis}}^C} Vr_i/\sigma_j^2}{\sum_{i=1}^{N_{\text{vis}}^C} 1/\sigma_i^2}, \quad Vi_C = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{vis}}^C} Vi_i/\sigma_j^2}{\sum_{i=1}^{N_{\text{vis}}^C} 1/\sigma_i^2}, \quad (\sigma_C)^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_{\text{vis}}^C} 1/\sigma_i^2}, \quad (2.26)$$

donde N_{vis}^C es el número total de visibilidades en la celda C .

2.5.2. Sustractor de fuentes puntuales

La reducción de los datos del sustractor de fuentes puntuales se realiza en REDUCE siguiendo un proceso análogo al del instrumento principal explicado en los apartados anteriores, salvo en algunos aspectos particulares. En el caso del sustractor, en el punto ii) anterior los datos son integrados y promediados en intervalos de 2 s, y en el punto vii) son integrados nuevamente en un factor 200, por lo que los datos de salida quedan suavizados en escalas de 400 s. Entre los puntos v) y vi) anteriores se realiza la calibración de fase, utilizando las observaciones de las fuentes seleccionadas en cada campo (véase el apartado 2.4.4). Los datos son calibrados utilizando ficheros de tipo *spcal*, que son generados para cada día de observación y seleccionados de manera equivalente a los *pcal*. El fichero de salida es de tipo ASCII (extensión *ssdata*) y contiene la siguiente información: i) el nombre de la fuente; ii) el ángulo horario de la observación; iii) las coordenadas (u, v) ; iv) las partes real e imaginaria de la visibilidad; v) un peso, $\omega = 1/\sigma^2$, estimado a partir de la dispersión, σ , de los datos en el intervalo de integración. Cada fichero contiene datos sobre todas las fuentes observadas cada día. El programa SSMERGE (desarrollado en el CAG) lee estos ficheros, y estima el flujo de cada fuente realizando por separado un promedio ponderado de las partes real e imaginaria de cada observación:

$$S_{\text{ssmerge}} = \sqrt{\left(\frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} Vr_i \cdot \omega_i}{\sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \omega_i}\right)^2 + \left(\frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} Vi_i \cdot \omega_i}{\sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \omega_i}\right)^2}, \quad (2.27)$$

siendo Vr_i y Vi_i respectivamente las partes real e imaginaria de la visibilidad, ω_i el peso asociado a la observación i -ésima, y N_{obs} el número total de observaciones de la fuente.

⁷Interactive Data Language. Véase <http://rsinc.com/idl/>.

⁸Astronomical Image Processing System. Paquete de programas, desarrollado por el NRAO, para la calibración de datos interferométricos, y para la construcción de mapas a través de síntesis de apertura (Greisen, 1994). Véase <http://www.aoc.nrao.edu/aips/>.

2.6. Proceso de elaboración de mapas

El proceso de construcción de mapas se lleva a cabo generalmente utilizando AIPS. Este paquete interactivo, desarrollado específicamente para analizar datos interferométricos, hace uso de las técnicas de la síntesis de apertura explicadas en el apartado 2.1.3 para construir imágenes (Greisen, 1994). Con ese objetivo, lee los datos de visibilidad en formato *fits* exportados por REDUCE. Los principales procesos que se llevan a cabo, utilizando las distintas rutinas de AIPS, para la construcción del mapa final son las siguientes:

- i) Concatenación de los ficheros de visibilidad. Los ficheros *fits* correspondientes a los días de observación seleccionados para cada campo son introducidos en AIPS mediante la rutina FITLD (también se puede utilizar UVLOD). A continuación, los ficheros individuales generados son combinados dos a dos mediante la rutina DBCON para producir el fichero final de visibilidades de cada campo. Para automatizar el proceso se genera una tarea en IDL que contiene todas las operaciones que hay que realizar. El resultado es un archivo que contiene, para cada campo, todas las visibilidades observadas y las coordenadas (u, v) muestreadas en el plano de apertura diariamente.
- ii) Sustracción de fuentes puntuales. Para evitar la señal espuria que provocan las fuentes puntuales intensas a través de la convolución con el haz sintetizado, la sustracción de fuentes puntuales se lleva a cabo directamente en el plano de apertura. Para ello se utiliza la rutina UVSUB, que simula la emisión de las fuentes puntuales en el plano real, aplica una transformada de Fourier inversa para estimar la función de visibilidad en los puntos muestreados por la observación, y sustrae el resultado de las visibilidades observadas. Para cada fuente hay que introducir su posición en el plano real respecto al centro de apuntado y su flujo aparente, esto es el flujo derivado de la ecuación (2.27) utilizando los datos del sustractor, multiplicado por la respuesta del haz primario. Esta rutina permite la utilización de tres modelos para definir la emisión de las fuentes puntuales: puntual, elíptico y esférico. Considerando que las radiofuentes son no resueltas por el haz sintetizado de VSA, utilizamos siempre el modelo puntual. Dado que esta rutina no permite la sustracción de todas las fuentes del campo conjuntamente, sino que es necesario realizar el proceso para cada fuente por separado, se ha automatizado el mecanismo utilizando tareas generadas en IDL.
- iii) Construcción del mapa sucio. Mediante la rutina HORUS se generan, a partir del fichero de visibilidades en el que se ha sustraído el efecto de las fuentes puntuales, el mapa sucio y el haz sintetizado, utilizando mecanismos basados en las ecuaciones (2.11) y (2.15), respectivamente. Esta rutina permite el uso de cualquiera de las seis funciones de convolución mencionadas en el apartado 2.1.3. Sistemáticamente utilizamos la función esférica truncada porque es la que reduce en mayor medida la contaminación que introducen las señales brillantes situadas fuera de la imagen (*aliasing*), a costa de un mayor tiempo de computación (Perley, Schwab & Bridle, 1986). Este efecto también se minimiza mediante la construcción de mapas del mayor tamaño posible, de manera que siempre realizamos mapas de 1024×1024 píxeles, con un píxel cuadrado de $60''$. Se pueden utilizar los dos tipos de pesado mencionados en el apartado 2.1.3; de forma general seleccionamos el pesado natural porque el objetivo es lograr el menor nivel de ruido posible. Esta rutina permite también seleccionar un determinado rango de longitudes de líneas de base, mediante el parámetro UVRANGE. Sin embargo, introducir un corte a partir de una longitud de línea de base determinada puede provocar ciertos defectos e intensificar los lóbulos laterales del haz sintetizado. Por ello, es más apropiado utilizar UVTAPER para producir un filtrado Gaussiano (véase el apartado 2.1.3) que conceda pesos mayores a las líneas de base cortas frente a las líneas de base largas, de forma que se realcen las escalas angulares grandes. El valor de σ de la función Gaussiana se elige en función de los tamaños angulares de interés en cada caso, y se especificará en los siguientes capítulos cuando se utilice este tipo de filtrado.

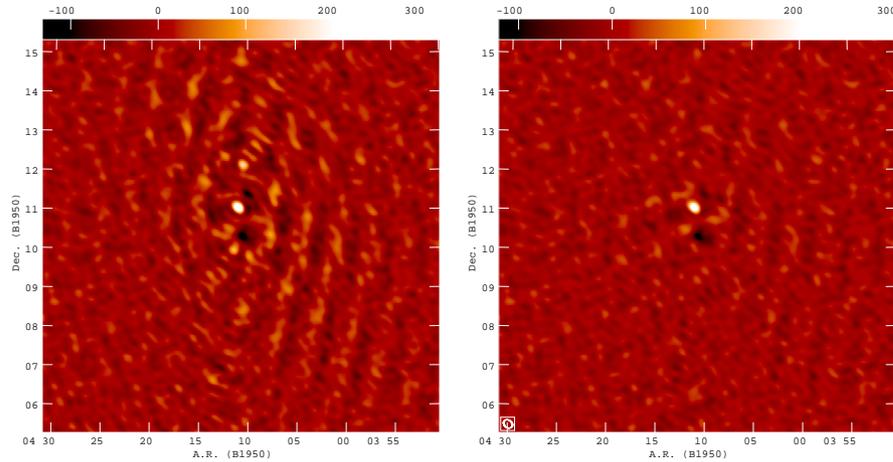


Figura 2.10: Mapas sucio (izquierda) y limpio (derecha) correspondientes a la observación del cúmulo A478 con la configuración extendida de VSA (véase el capítulo 4). En los mapas se identifica el decremento SZ del cúmulo y una radiofuente puntual situada hacia el norte del cúmulo. En el mapa sucio estas estructuras provocan señal espuria en toda la imagen a través de la convolución del haz sintetizado. Se ha realizado la deconvolución a través del método CLEAN implementado en la rutina APCLN del paquete AIPS. Para ello se colocaron cajas de limpiado en las posiciones del cúmulo y de la radiofuente, y se limpió hasta una profundidad de $2\sigma_n$. Se aprecia que en el mapa resultante se ha minimizado la contaminación espuria provocada por el haz sintetizado. La señal detectada hacia los bordes del mapa proviene principalmente del ruido térmico.

- iv) Deconvolución del haz sintetizado. Se realiza mediante la rutina APCLN, que aplica el método CLEAN desarrollado inicialmente por Högbom (1974), incluyendo las modificaciones introducidas por Clark (1980) (véase el apartado 2.1.4). Esta rutina ejecuta el proceso de limpiado sobre el mapa sucio generado en el punto iii), utilizando el haz sintetizado correspondiente. No utiliza por lo tanto las visibilidades, sino que trabaja directamente en el plano real, aplicando transformadas de Fourier para convolucionar las estructuras identificadas como reales con el haz sintetizado de la observación, y utilizando luego el resultado para llevar a cabo la sustracción de las estructuras espurias. Es posible indicar a través de cajas las regiones del mapa que contienen las señales reales más intensas, o bien no seleccionar cajas y realizar el limpiado en todo el mapa. En ocasiones, como por ejemplo en el caso de observaciones de decrementos SZ, es inmediato reconocer dónde deben ser colocadas las cajas, sin embargo en otros casos, como en observaciones del FCM primordial, esto se encuentra sujeto a ciertas ambigüedades. En los siguientes capítulos se indicará en cada caso particular el procedimiento que se ha adoptado. Se puede especificar un número de iteraciones o un nivel de flujo determinados. En uno u otro caso el proceso continúa hasta que se complete el número máximo de iteraciones, o bien hasta que los residuos disminuyan por debajo del nivel de flujo indicado. De manera general, seleccionamos niveles de flujo comprendidos entre $1.5\sigma_n$ y $3\sigma_n$ (siendo σ_n el nivel de ruido del mapa). También es posible indicar la ganancia utilizada; generalmente utilizamos $\gamma = 0.1$. En la figura 2.10 se pone de manifiesto la eficacia de este método de limpiado, mostrando como ejemplo el resultado sobre un mapa construido a partir de una observación con VSA de efecto SZ en el cúmulo A478.

Aunque de manera sistemática utilizamos APCLN, existe otra rutina, IMAGR, que permite aplicar CLEAN utilizando las modificaciones introducidas por Cotton & Schwab. Esta rutina utiliza el fichero de visibilidades, y realiza el proceso de limpiado directamente en el plano de apertura. Por otro lado, la rutina VTESS permite aplicar el método de máxima entropía para la deconvolución del haz sintetizado. En nuestro caso, el método de máxima entropía se ha utilizado para la construcción de mosaicos limpios a partir de las observaciones del FCM

primordial, pero utilizando el programa desarrollado por Maisinger et al. (1997), mencionado anteriormente (véase el apartado 2.1.4).

- v) Construcción de mosaicos. Mediante la rutina HGEOM se proyectan sobre la misma geometría todos los mapas de las observaciones adyacentes o solapadas que se quieren combinar en forma de mosaico. Para ello se toma como referencia la geometría de uno de estos mapas. A partir de los mapas de igual geometría, se utiliza la rutina LTESS para obtener un mosaico corregido por la respuesta del haz primario, en el que por lo tanto la señal aumenta notablemente hacia los bordes. Mediante la rutina STESS se obtiene el mapa de sensibilidad correspondiente. Utilizando la rutina COMB se dividen los mapas resultantes de LTESS y STESS y se multiplica el resultado por el valor central de este último, para obtener de esta manera el mosaico final, corregido por la respuesta del haz primario y en unidades de mJy/haz.
- Para realizar la deconvolución del haz sintetizado en este caso se puede aplicar CLEAN sobre los mapas individuales de manera previa a la construcción del mosaico, o bien directamente sobre el mosaico, eligiendo para ello uno de los haces sintetizados de las observaciones individuales. Para aplicar este último método es necesario que todas las observaciones individuales tengan similares coberturas del plano $u-v$. Este método tiene además la ventaja de maximizar el nivel de señal a ruido en las regiones de solapamiento. En los siguientes capítulos se comentarán los aspectos particulares de cada caso.

3

Observaciones con VSA de las anisotropías primarias del FCM

La determinación y caracterización del espectro de potencias angular de las anisotropías primarias del FCM tiene gran importancia en cosmología, dado que las posiciones y alturas relativas de los picos acústicos permiten determinar con precisión los parámetros cosmológicos más relevantes. Este capítulo está dedicado al estudio del FCM primordial, y se centra en las observaciones con la configuración extendida de VSA de 33 campos primordiales que cubren un total de 82 grad^2 . Aquí se exponen las observaciones y los mapas obtenidos de los 12 campos que han sido reducidos y analizados en el IAC. Estas observaciones son combinadas con los otros 12 campos reducidos en las otras dos instituciones miembros de VSA, y con los 9 campos de la campaña observacional anterior (Grainge et al., 2003), para obtener 7 mosaicos en regiones diferentes de cielo.

A partir de este conjunto de 33 campos de la configuración extendida, en combinación con los observados anteriormente con la configuración compacta (Taylor et al., 2003; Scott et al., 2003), se obtiene el espectro de potencias final que se presenta en este capítulo, y que ha sido publicado en Dickinson et al. (2004). Este espectro de potencias, en combinación con los publicados por otros experimentos, y con observaciones de supernovas de tipo Ia y de la distribución de galaxias, es utilizado para determinar los principales parámetros cosmológicos. Este análisis ha sido publicado en Rebolo et al. (2004), utilizando el mismo espectro de potencias de VSA que aquí se presenta. En este capítulo se exponen los resultados actualizados de este análisis, pues se han utilizado los datos de WMAP de tercer año, en lugar de los de primer año.

El capítulo comienza con una introducción en la que se describe cómo afectan algunos parámetros cosmológicos a la forma funcional del espectro de potencias, y se detallan las principales medidas que han sido realizadas por otros experimentos. Posteriormente se especifican los criterios que se consideraron para la selección de los campos de observación, se describen las observaciones, la sustracción de fuentes puntuales, y se presentan los mapas. Finalmente, se presenta el espectro de potencias obtenido y se describe la estimación de parámetros cosmológicos y sus resultados.

3.1. Introducción

Como se anticipó en el apartado 1.4.2, la forma del espectro de potencias angular, definida principalmente por las alturas y posiciones relativas de los picos acústicos, depende fuertemente de un gran número de parámetros cosmológicos (véase por ejemplo Scott et al. (1995) y sus referencias).

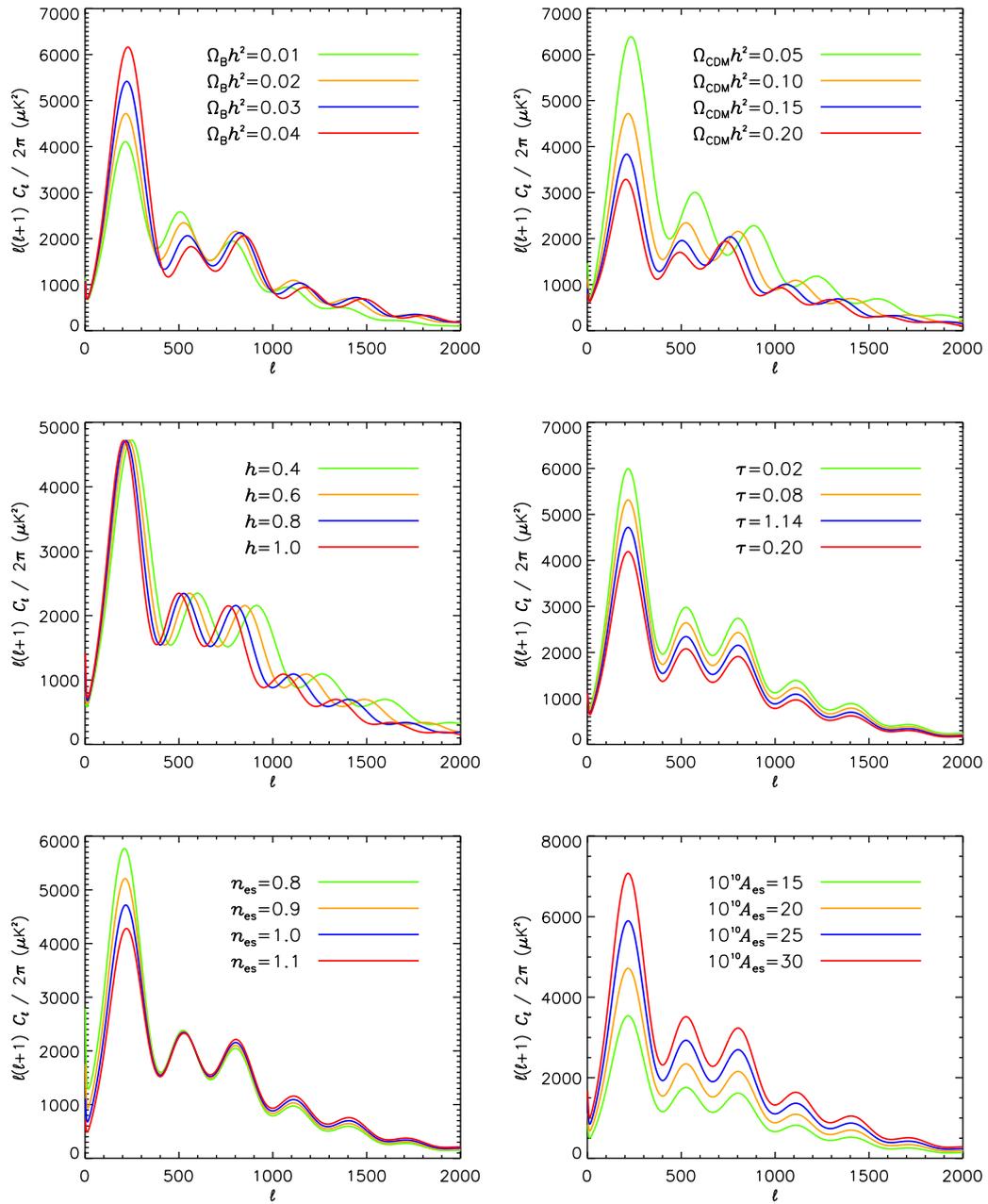


Figura 3.1: Se muestra la dependencia del espectro de potencias del FCM con distintos parámetros cosmológicos. Se ha considerado, de manera general, un modelo Λ CDM plano con seis grados de libertad. Los valores de defecto de los seis parámetros cosmológicos que se han tomado como variables independientes son: $\Omega_B h^2 = 0.02$, $\Omega_{\text{CDM}} h^2 = 0.10$, $h = 0.8$, $\tau = 0.14$, $n_{\text{es}} = 1.0$ y $10^{10} A_{\text{es}} = 20$. Los espectros de potencias de cada panel han sido generados utilizando CAMB¹ (Lewis et al., 2000), mediante la variación de uno de estos parámetros y fijando los cinco restantes en los valores de defecto.

Por ejemplo, la posición y la altura del primer pico acústico es función esencialmente de la geometría

¹<http://camb.info/>

del Universo (y por lo tanto de la densidad total de materia y energía, Ω_{TOT}). En general, las posiciones relativas de los picos acústicos dependen de la geometría del Universo, pues ésta influye en su proyección desde la SUD hasta el observador. La disminución de potencia de los picos de más alto orden, proporciona información sobre la anchura de la SUD, y también sobre la etapa de la reionización. En la figura 3.1 se ilustra la dependencia del espectro de potencias con diferentes parámetros cosmológicos. Se ha considerado un Universo plano ($\Omega_{\text{TOT}} = 1$) descrito por un modelo Λ CDM sin modos tensoriales, con seis grados de libertad, y se ha utilizado la siguiente parametrización: densidad física de bariones ($\Omega_{\text{B}}h^2$), densidad física de materia oscura fría ($\Omega_{\text{CDM}}h^2$), constante de Hubble normalizada (h), profundidad óptica de la reionización (τ), índice espectral escalar (n_{es}) y normalización escalar del espectro de potencias ($10^{10}A_{\text{es}}$). Se han tomado como valores de referencia para estos parámetros: $\Omega_{\text{B}}h^2 = 0.02$, $\Omega_{\text{CDM}}h^2 = 0.10$, $h = 0.8$, $\tau = 0.14$, $n_{\text{es}} = 1.0$ y $10^{10}A_{\text{es}} = 20$.

Al haber fijado el valor de Ω_{TOT} , la posición del primer pico prácticamente no se modifica. La posición del segundo, y de los picos de más alto orden, varía ligeramente con $\Omega_{\text{CDM}}h^2$, $\Omega_{\text{B}}h^2$ y h . La altura de los picos cambia con todos los parámetros salvo h , pero las alturas relativas sólo varían notablemente con $\Omega_{\text{B}}h^2$ y n_{es} . En concreto, valores altos de n_{es} provocan una disminución de la altura del primer pico y un ligero aumento de las alturas de los picos de más alto orden, mientras que valores altos de Ω_{B} dan lugar a un aumento (disminución) de las alturas de los picos impares (pares), correspondientes a compresiones (expansiones) del fluido primordial de bariones y fotones en la SUD (véase el apartado 1.3.1). Esto último es consecuencia de que una mayor densidad bariónica genera un aumento del potencial gravitatorio frente a la presión de radiación, con lo que se intensifican las compresiones frente a las expansiones. La altura del segundo pico es de hecho una medida indirecta del contenido bariónico del Universo. Por otro lado, el valor de $\Omega_{\text{CDM}}h^2$ sólo afecta a la amplitud global de los picos, debido a que una variación del mismo provoca modificaciones en los pozos de potencial que atrapan al fluido de bariones y fotones. Hu et al. (2001) realizan un estudio de este tipo y definen cuatro observables fundamentales para definir el espectro de potencias: la posición del primer pico, la altura del primer pico, la altura relativa del segundo pico respecto al primero y la altura relativa del tercer pico respecto al primero.

Debido a esta dependencia del espectro de potencias del FCM con los parámetros cosmológicos, su medida tiene gran importancia en cosmología, pues sirve para restringir el modelo cosmológico. Por ello han sido diseñados numerosos experimentos para este tipo de estudios, mejorándose gradualmente la sensibilidad y la resolución angular (mayores ℓ) de las medidas. En la tabla 3.1 se enumeran los más representativos, junto con sus principales características, y en el apéndice A se indican las direcciones de sus sitios de internet, donde puede encontrarse una descripción más detallada de los mismos. Las observaciones del satélite COBE en la región de bajos multipolos ($\ell \lesssim 30$) fueron las primeras que permitieron determinar la normalización del espectro de potencias: $Q_{\text{RMS-EP}} = 15.3_{-2.8}^{+3.8} \mu\text{K}$, con un índice espectral escalar $n_{\text{es}} = 1.2 \pm 0.3$, compatible con un espectro primordial Harrison-Zel'dovich (Bennett et al., 1996). Esta medida fue corroborada posteriormente con los datos del experimento Tenerife (véase por ejemplo Gutiérrez et al. (2000)). BOOMERANG fue el primero en confirmar la existencia del primer pico acústico, centrado en $\ell = 197 \pm 6$ (de Bernardis et al., 2000). Posteriormente, nuevos datos de BOOMERANG (Netterfield et al., 2002), y otros experimentos como MAXIMA (Hanany et al., 2000; Lee et al., 2001), DASI (Halverson et al., 2002) o ARCHEOPS (Benoît et al., 2003a; Tristram et al., 2005), y los datos de la configuración compacta de VSA (Scott et al., 2003), obtuvieron medidas en escalas multipolares $\ell \sim 10$ -1200 que, además de verificar los resultados anteriores, lograron la detección del segundo y del tercer pico. Los datos de primer año del satélite WMAP proporcionaron medidas en el rango $\ell \sim 2$ -700 con una sensibilidad sin precedentes, reproduciendo los dos primeros picos, centrados respectivamente en multipolos $\ell \sim 220$ y 540 (Hinshaw et al., 2003). El mayor nivel de señal a ruido obtenido mediante los datos de tercer año ha permitido alcanzar multipolos $\ell \sim 850$ y determinar marginalmente la pendiente inicial del tercer pico del espectro de potencias (Hinshaw et al., 2006). Estos datos han producido estimaciones de gran precisión de un amplio número de parámetros cosmológicos (véase

Tabla 3.1: Principales experimentos que han sido diseñados para la medida del espectro de potencias del FCM. Se han clasificado en tres categorías: satélite espacial (S.E.), globo estratosférico (G.E.) y terrestre (T.). Se especifica el número y el tipo de detectores que utiliza cada uno, según sean bolómetros o radiómetros, mientras que en caso de tratarse de un interferómetro se indica el número de antenas que lo constituyen. Se indican también para cada experimento sus frecuencias de observación, resoluciones angulares y coberturas multipolares. Estas características pueden compararse con las de VSA, mostradas en la tabla 2.1.

Experimento	Tipo	ν (GHz)	FWHM	Cobertura multipolar
COBE	S.E. / 6 Rad.	31.5, 53, y 90	$\sim 7^\circ$	$\ell = 0, 1, 2$ (Bennett et al., 1996) $3 \leq \ell \lesssim 30$ (Wright et al., 1996)
Tenerife	T. / 3 Rad.	10, 15 y 33	$\approx 5^\circ$	$10 \lesssim \ell \lesssim 30$ (Gutiérrez et al., 2000)
BOOMERANG	G.E. / 16 Bol.	90, 150 240 y 410 ^a	$\approx 18, 10,$ 14 y $12'$ ^a	$50 \leq \ell \leq 600$ (de Bernardis et al., 2000) $75 \leq \ell \leq 1025$ (Netterfield et al., 2002) $50 \leq \ell \leq 1500$ (Jones et al., 2006)
MAXIMA	G.E. / 16 Bol.	150, 240 y 410	$10'$	$36 \leq \ell \leq 785$ (Hanany et al., 2000) $36 \leq \ell \leq 1235$ (Lee et al., 2001)
DASI	T. / Int. 13 Ant.	26-36	$\approx 20'$	$100 < \ell < 900$ (Halverson et al., 2002)
ARCHEOPS	G.E. / 21 Bol.	143, 217, 353 y 545	$\sim 12'$	$15 < \ell < 350$ (Benoît et al., 2003a) $10 < \ell < 700$ (Tristram et al., 2005)
WMAP	S.E. / 20 Rad.	23, 33, 41, 61 y 94	53, 40, 31, 21 y 13'	$2 \leq \ell \lesssim 700$ (Hinshaw et al., 2003) $2 \leq \ell \lesssim 850$ (Hinshaw et al., 2006)
CBI	T. / Int. 13 Ant.	26-36	4.5-8'	$200 < \ell < 3500$ (Mason et al., 2003) $400 < \ell < 3500$ (Readhead et al., 2004)
ACBAR	T. / 16 Bol.	150, 220 y 280	4.8, 3.9 y 3.9'	$150 < \ell < 3000$ (Kuo et al., 2004)
PLANCK	S.E. / 56 Rad. + 48 Bol.	30, 44, 70, 100, 143, 217, 353, 545 y 857	33, 24, 14, 9.5, 7.1, 5.0, 5.0, 5.0 y 5.0'	$0 < \ell \lesssim 2000$ (su lanzamiento está previsto para 2007)

^a En la campaña observacional de 2003 de BOOMERANG (Jones et al., 2006) las frecuencias de observación fueron 145, 245 y 345 GHz, y las resoluciones angulares respectivamente de 10, 6 y 7'.

Spergel et al. (2003) y Spergel et al. (2006), respectivamente para los datos de primer y tercer año). Las primeras observaciones con la configuración extendida de VSA han permitido alcanzar multipolos $\ell \sim 1400$, determinando marginalmente la posición del cuarto pico y confirmando la caída de potencia en altos ℓ debida a los efectos de borrado de las fluctuaciones primordiales provocados por el amortiguamiento Silk y la dispersión libre (Grainge et al., 2003). La campaña observacional de 2003 de BOOMERANG ha producido resultados similares (Jones et al., 2006). Otros dos experimentos, ACBAR (Kuo et al., 2004) y CBI (Mason et al., 2003; Readhead et al., 2004), han alcanzado multipolos más altos: $\ell \sim 3000$ y 3500, respectivamente. El espectro de potencias derivado por CBI es compatible con los anteriores por debajo de $\ell \sim 2000$, pero muestra un exceso de potencia significativo en el rango $\ell \sim 2000-3500$ respecto a la predicción de los modelos cosmológicos estándares. Los autores descartan que sea provocado por fuentes puntuales residuales y lo atribuyen a probables efectos SZ generados en cúmulos lejanos. Este exceso de potencia ha generado gran interés. La caracterización del espectro de potencias a altos ℓ es uno de los retos más importantes de los experimentos de FCM futuros, incluido el satélite PLANCK (Lawrence, 2003).

3.2. Selección de los campos de observación

Las regiones de observación fueron seleccionadas atendiendo a los siguientes criterios:

- i) Baja contaminación galáctica. Todos los campos se encuentran a latitud galáctica $|b| \gtrsim 25^\circ$, para evitar la emisión del plano de la galaxia. Se han considerado además zonas con bajos

niveles de emisión sincrotrón, libre–libre y de polvo. Para ello se tomó como referencia el mapa de 408 MHz de Haslam et al. (1982) para los dos primeros mecanismos de emisión y el mapa de $100 \mu\text{m}$ de Schlegel et al. (1998), basado en los datos de DIRBE e IRAS, para el último.

- ii) Baja densidad de radiofuentes puntuales extragalácticas. A pesar de la disponibilidad de las observaciones del sustractor de fuentes puntuales, hay que tener en cuenta la contribución residual de radiofuentes con brillo inferior al umbral de sustracción. Las radiofuentes puntuales son el mayor contaminante de las observaciones del FCM, sobre todo en la región del espectro de potencias de bajos multipolos. Se identificaron las fuentes presentes en los catálogos NVSS a 1.4 GHz y GB6 a 4.85 GHz y se realizó una extrapolación a 33 GHz, considerando en cada caso un índice espectral constante entre 1.4 y 33 GHz. Los campos fueron seleccionados imponiendo que no hubiera radiofuentes con flujos estimados a 33 GHz superiores a 500 mJy dentro de las FWHM de los haces primarios de los apuntados individuales.
- iii) Ausencia de cúmulos de galaxias brillantes conocidos. Para evitar los cúmulos de mayor riqueza que puedan contaminar las medidas a través de efectos SZ, se tomaron como referencia los catálogos de rayos-X NORAS (Böhringer et al., 2000) y ROSAT-BCS (Ebeling et al., 1998, 2000), y el catálogo óptico ACO (Abell, Corwin & Olowin, 1989).
- iv) La necesidad de realizar observaciones de larga duración (más de 5 h) desde Tenerife y desde Cambridge (con el RT) limitó el rango de declinaciones a valores entre $+26^\circ$ y $+54^\circ$.
- v) Para maximizar la eficiencia del proceso de observación, los campos elegidos se distribuyeron a lo largo de un amplio rango de ascensiones rectas.
- vi) Para incrementar la resolución en ℓ de las medidas, se eligieron regiones en las que fuera posible construir mosaicos a partir de varios apuntados adyacentes.

En la figura 3.2 se representan, superpuestas sobre el mapa de emisión de polvo de Schlegel et al. (1998), las siete regiones finalmente seleccionadas.

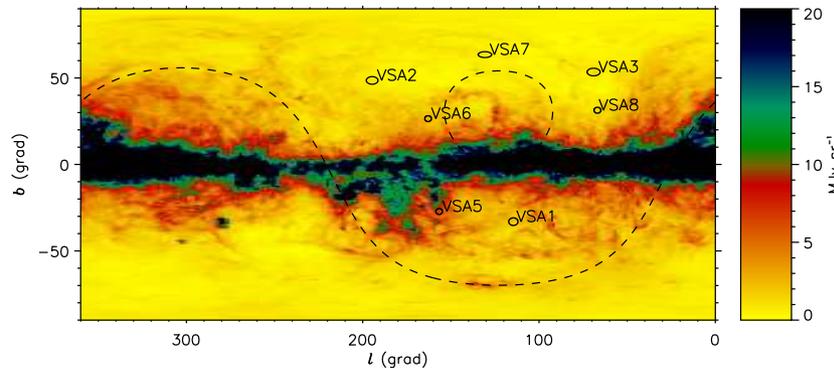


Figura 3.2: Mapa de emisión de polvo a $100 \mu\text{m}$ de Schlegel et al. (1998), en coordenadas galácticas (l, b) . Para una mejor visualización se ha saturado la escala a 20 MJy sr^{-1} . Sobre él se indican las siete regiones observadas por VSA: VSA1-3 y VSA5-8 corresponden respectivamente a los mosaicos de siete y tres campos. Las dos líneas discontinuas representan los límites de declinaciones observables por VSA: -7 y $+63^\circ$.

3.3. Descripción de las observaciones y reducción de los datos

Las observaciones presentadas en este capítulo forman parte de la campaña de observación con la configuración extendida de VSA, llevada a cabo entre octubre de 2001 y julio de 2003. En esta campaña se realizaron observaciones en un total de 33 apuntados, cuyas coordenadas se muestran

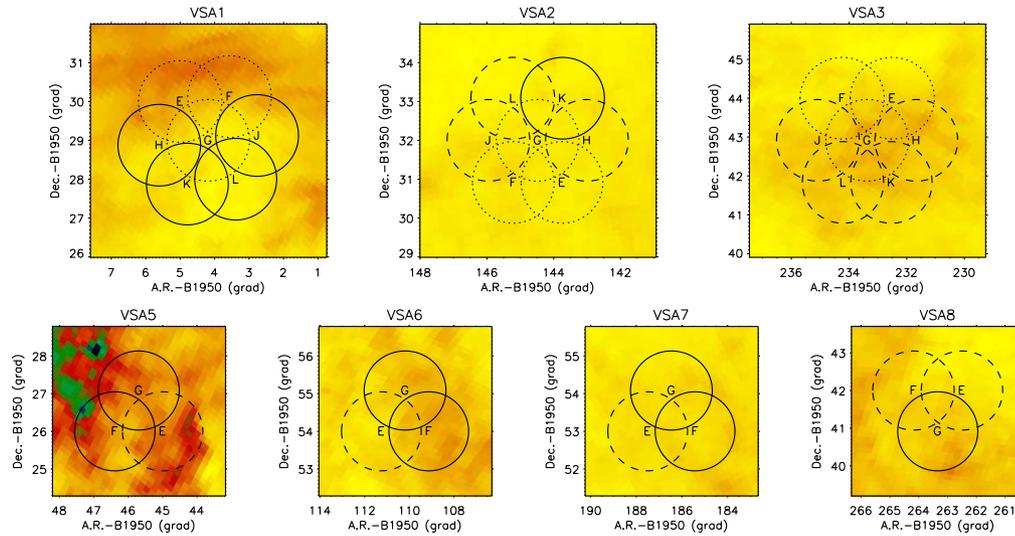


Figura 3.3: Distribución espacial de los 33 apuntados en los siete mosaicos de VSA. Las circunferencias representan la FWHM del haz primario de cada apuntado. Las líneas de puntos corresponden a los campos de la primera campaña de observación (Grainge et al., 2003). Las líneas continuas y discontinuas corresponden a los campos de la segunda campaña de observación que fueron reducidos respectivamente en el IAC y en las otras dos instituciones miembros de la colaboración. La escala de color de fondo corresponde al mapa de emisión de polvo a $100 \mu\text{m}$ de Schlegel et al. (1998), con un rango dinámico igual al de la figura 3.2.

en la tabla 3.2. Estos apuntados dieron lugar a tres mosaicos de siete campos (VSA1, VSA2 y VSA3) y cuatro mosaicos de tres campos (VSA5, VSA6, VSA7 y VSA8), cuyas posiciones relativas en el cielo han sido representadas en la figura 3.2 en coordenadas galácticas. En la figura 3.3 se representa la distribución espacial de los apuntados en cada mosaico. En cada uno de ellos los centros de apuntado se encuentran separados una distancia angular de $\approx 75'$, de manera que se consigue un gran solapamiento entre los campos y por lo tanto un aumento de la sensibilidad en la región observada. El área total de cielo cubierta es de 82 grad^2 . Los tres primeros apuntados (E, F y G) de los mosaicos VSA1, VSA2 y VSA3 (indicados mediante líneas de puntos en la figura 3.3) fueron cubiertos durante una primera campaña observacional (Grainge et al., 2003). Posteriormente se realizaron observaciones sobre el resto de los apuntados (H, J, K y L) de estos mosaicos y sobre los tres apuntados (E, F y G) de los mosaicos VSA5, VSA6, VSA7 y VSA8 (Dickinson et al., 2004). De estos nuevos 24 apuntados correspondientes a la segunda campaña observacional, en el IAC se analizaron y se redujeron los 12 campos siguientes: VSA1H, VSA1J, VSA1K, VSA1L, VSA2K, VSA5F, VSA5G, VSA6F, VSA6G, VSA7F, VSA7G y VSA8G (indicados mediante líneas continuas en la figura 3.3).

Los datos fueron recogidos a través de observaciones diarias de larga duración (hasta 5^{h}), preferentemente centradas en el tránsito del campo observado por el meridiano local (ángulos horarios en el rango $\pm 2.5^{\text{h}}$), con el fin de minimizar la contaminación introducida por la radiación procedente del suelo. El tiempo total de integración (calculado después de eliminar días individuales de observación afectados por mal tiempo u otros efectos) dedicado a estas observaciones fue de $\approx 6000^{\text{h}}$ (250^{d}). En la tabla 3.2 se muestra el tiempo de integración de cada apuntado, así como el ruido térmico (RMS_{RTer}) alcanzado en cada caso, calculado a través del RMS en los bordes de los mapas limpios. También se indica la señal del FCM (RMS_{FCM}), obtenida a partir de la resta en cuadratura del RMS de los datos dentro de la FWHM del haz primario y el RMS del ruido térmico. Hay notables variaciones en los niveles de señal a ruido ($\sim 1 - 3$), principalmente como consecuencia de

los diferentes tiempos efectivos de observación.

Tabla 3.2: Detalles de las observaciones con VSA de los campos de FCM primordial. Se indican las coordenadas centrales de los apuntados, el tiempo de integración y el nivel de ruido alcanzado en cada caso, calculado a partir del RMS en los bordes de los mapas limpios. Los valores de la última columna son una estimación del nivel de la señal del FCM, obtenida a través de la resta en cuadratura del RMS de los datos dentro de la FWHM del haz primario y el RMS del ruido térmico en los mapas sustraídos de fuentes puntuales. Los campos marcados con un asterisco son los que han sido reducidos y analizados en el IAC.

Cúmulo	A.R. (B1950)	Dec. (B1950)	t_{int} (h)	RMS _{RTer} (mJy/haz)	RMS _{FCM} (mJy/haz)
VSA1E	00 20 00	30 00 00	126	8.0	16.8
VSA1F	00 14 16	30 07 30	118	6.9	12.0
VSA1G	00 16 45	29 00 00	112	8.4	7.4
VSA1H*	00 22 26	28 52 30	142	8.8	11.1
VSA1J*	00 11 04	29 07 30	184	5.2	12.5
VSA1K*	00 19 10	27 52 30	207	6.0	19.2
VSA1L*	00 13 33	28 00 00	315	4.2	10.8
VSA2E	09 35 00	30 55 00	131	8.9	13.9
VSA2F	09 40 50	30 55 00	120	9.6	15.5
VSA2G	09 37 55	32 00 00	165	7.1	21.3
VSA2H	09 32 01	32 00 00	308	4.8	10.9
VSA2J	09 43 49	32 00 00	214	9.4	15.7
VSA2K*	09 34 56	33 05 00	181	6.6	16.0
VSA2L	09 40 54	33 05 00	253	6.2	11.0
VSA3E	15 30 00	44 00 00	172	7.8	13.8
VSA3F	15 36 57	44 00 00	124	7.7	16.7
VSA3G	15 33 29	42 55 00	154	6.5	10.5
VSA3H	15 26 40	42 55 00	213	8.9	13.8
VSA3J	15 40 19	42 55 00	239	6.8	5.9
VSA3K	15 30 07	41 50 00	164	6.9	10.2
VSA3L	15 36 50	41 50 00	332	5.1	10.2
VSA5E	03 00 00	26 00 00	196	6.7	6.0
VSA5F*	03 05 34	26 00 00	173	8.0	14.3
VSA5G*	03 02 47	27 05 00	216	5.9	11.6
VSA6E	07 25 00	54 00 00	56	9.6	6.2
VSA6F*	07 16 30	54 00 00	141	6.7	15.0
VSA6G*	07 20 45	55 05 00	203	7.0	6.0
VSA7E	12 30 00	53 00 00	73	8.7	3.1
VSA7F*	12 21 42	53 00 00	153	5.4	13.0
VSA7G*	12 25 51	54 05 00	206	6.1	12.4
VSA8E	17 30 00	42 00 00	187	10.9	12.9
VSA8F	17 36 44	42 00 00	300	3.8	6.2
VSA8G*	17 33 22	40 55 00	317	5.3	13.8

Los datos fueron reducidos y calibrados utilizando el proceso estándar explicado en el apartado 2.5. Con el objetivo de reducir el error de calibración, se reescalaron los datos a la temperatura de Júpiter determinada por WMAP (véase el apartado 2.4.1). De manera adicional se llevó a cabo una serie de comprobaciones sobre los datos:

- i) Correlación del ruido. Como se indicó en el apartado 2.5, en los datos de la configuración extendida se detectaron algunas fuentes de error en los datos que no producían un incremento en la temperatura de sistema, y por lo tanto no eran detectadas durante el proceso de reducción. Estos errores pueden introducir correlaciones en el ruido que afecten a la estimación del espectro de potencias. Además, tanto en el proceso de reducción de datos como en el de estimación del espectro de potencias, se supone que los elementos no diagonales de la matriz de covarianza del ruido son nulos. Para comprobar la fiabilidad de esta hipótesis se calcularon los elementos no diagonales, y se comprobó que éstos son reducidos a valores despreciables por los procesos estándares de eliminación de datos incluidos dentro del proceso de reducción. Como chequeo adicional, se construyeron mapas auto-sustraídos, restando en cada línea de

base las visibilidades promediadas en intervalos de tiempo adyacentes (Taylor et al., 2003), y se comprobó que el nivel de ruido derivado de estos mapas es compatible con el estimado a partir del RMS en los bordes de los mapas limpios, lo cual es indicativo de que los valores de ruido asociados a diferentes puntos de visibilidad no están correlacionados.

- ii) Reducción paralela e independiente de los datos. Los datos correspondientes a cada uno de los campos fueron reducidos de manera independiente por al menos dos de las tres instituciones (CAG, JBO e IAC). Los resultados fueron comparados, y no se encontraron diferencias significativas que pudieran derivarse de determinados criterios subjetivos utilizados durante el proceso de reducción. Al final cada institución se encargó de aportar un conjunto de campos determinados para la estimación del espectro de potencias, y en el caso del IAC se aportaron los 12 campos indicados anteriormente.
- iii) El cambio del oscilador local en julio de 2002 supuso un cambio de la frecuencia de observación de 34.1 a 33.0 GHz. Los datos tomados a diferentes frecuencias fueron reducidos y combinados de forma separada, y comparados en busca de posibles efectos sistemáticos. No se encontraron discrepancias significativas.
- iv) Para identificar posibles señales espurias que no hubieran sido detectadas durante el proceso de reducción, se agruparon todos los datos en intervalos de ángulos horarios. Se analizaron los resultados y en pocas ocasiones se encontraron errores sistemáticos, que fueron eliminados.
- v) Se dividieron los datos correspondientes a cada campo en dos grupos según su época de observación, y se aplicó una estadística χ^2 como la explicada en Scott et al. (2003) para identificar errores sistemáticos. Este estudio determinó que en cada caso los dos grupos de datos son compatibles.
- vi) Se estudiaron posibles desviaciones de la Gaussianidad siguiendo los métodos expuestos en Savage et al. (2004) y Smith et al. (2004). Se identificaron desviaciones respecto a la Gaussianidad en un bajo porcentaje de datos, que fueron excluidos del cálculo del espectro de potencias.

3.4. Sustracción de fuentes puntuales

Las radiofuentes son el contaminante más importante de las observaciones del FCM con VSA, y por lo tanto son necesarias observaciones con el sustractor de fuentes puntuales. Una de las condiciones que se impuso para la selección de las regiones de observación fue la ausencia de radiofuentes puntuales con flujos extrapolados a 33 GHz superiores a 500 mJy, como se indicó en el apartado 3.2. Sin embargo, radiofuentes con flujos extrapolados inferiores deben ser seleccionadas para ser observadas con el sustractor de fuentes puntuales y luego sustraídas de los datos. Para ello se siguió la estrategia descrita en el apartado 2.2.2. Mientras que en las observaciones con la configuración compacta resultó suficiente un nivel de detectabilidad de 20 mJy para el rastreo del RT a 15 GHz (Taylor et al., 2003), en la configuración extendida, las mayores resolución angular (mayores ℓ) y sensibilidad de las observaciones exigen un nivel inferior, de manera que se estableció un umbral de 10 mJy. Considerando un espectro invertido para las fuentes, y un valor extremo negativo del índice espectral $\alpha = -1$, se deriva un límite de sustracción conservador a 33 GHz de ≈ 20 mJy. Los resultados del rastreo 9C (véase la figura 9 de Waldram et al. (2003)) con el RT a 15 GHz, y con un nivel de completitud de 25 mJy, indican que menos de un 1% de las fuentes detectadas tienen índices espectrales $\alpha < -1$. Por lo tanto, previsiblemente habrá pocas fuentes con flujos superiores a 20 mJy no identificadas por nuestra estrategia.

En el rastreo del RT de las regiones de observación se identificó un total de 453 fuentes con flujos a 15 GHz superiores a 10 mJy y situadas a menos de 2° de alguno de los 33 apuntados indicados en la tabla 3.2. Estas fuentes fueron observadas con el sustractor de manera simultánea

a las observaciones del instrumento principal. Como consecuencia del solapamiento entre campos, habitualmente las mismas fuentes son monitorizadas durante las observaciones de campos diferentes. Sin embargo, para evitar efectos derivados de una posible variabilidad, se realizó una reducción independiente de las fuentes correspondientes a cada campo. A causa de un error en la programación de las observaciones, el campo VSA1J no tiene medidas de radiofuentes, por lo que en este caso no se realizó la sustracción. De las 453 observadas, se encontraron 131 fuentes con flujos superiores a 20 mJy. En la tabla 3.3 se presenta la lista de las fuentes correspondientes a los 12 campos analizados en el IAC (excluyendo VSA1J); se indica el flujo derivado por el rastreo del RT a 15 GHz y el flujo determinado a 33 GHz a través de las observaciones del sustractor de fuentes puntuales. A excepción de los calibradores de fase (indicados con un asterisco), que normalmente se encuentran separados de los centros de apuntado distancias angulares mayores de 2° (exceptuando 1732+3859, que es la radiofuente más intensa de las observadas, y se encuentra a 1.92° del apuntado VSA8G), ninguna de las radiofuentes observadas tiene un flujo a 33 GHz superior a 300 mJy, lo que demuestra la eficacia del análisis realizado durante la selección de las regiones de observación. Como se aprecia

Tabla 3.3: Fuentes puntuales presentes en los campos de FCM primordial que han sido analizados en el IAC (a excepción del VSA1J, para el que no hay medidas) y con flujos medidos a 33 GHz superiores a 20 mJy. Se indican sus coordenadas, el flujo medido a 15 GHz por el RT y el flujo medido por el sustractor de fuentes puntuales a 33 GHz. Las radiofuentes marcadas con un asterisco, que normalmente se encuentran a más de 2° de los centros de apuntado, son las que han sido utilizadas como calibradores de fase.

Nombre	A.R. (B1950)	Dec. (B1950)	Flujo (mJy)			
			RT 15 GHz	Sustractor 33 GHz		
				VSA1H	VSA1K	VSA1L
0007+2821	00 07 35.9	28 21 30	61	-	-	54 ± 7
0007+2838	00 07 52.5	28 38 17	38	-	-	125 ± 8
0007+2701	00 07 53.6	27 01 13	36	-	-	26 ± 6
0008+2633	00 08 16.1	26 33 47	36	-	-	41 ± 6
0008+2747	00 08 58.4	27 47 05	39	-	-	29 ± 8
0009+2911	00 09 10.5	29 11 47	51	-	-	34 ± 6
0010+2645	00 10 02.7	26 45 59	72	-	-	28 ± 8
0010+2818	00 10 57.0	28 18 12	28	-	38 ± 5	21 ± 8
0011+2758	00 11 58.0	27 58 27	48	-	30 ± 5	41 ± 6
0012+3159*	00 12 29.9	31 59 33	448	-	-	324 ± 6
0015+2829	00 15 36.0	28 29 52	13	-	-	21 ± 6
0015+2904	00 15 36.0	29 04 48	88	52 ± 8	63 ± 6	58 ± 6
0016+2851	00 16 14.3	28 51 01	32	21 ± 7	21 ± 4	21 ± 5
0016+2632	00 16 22.1	26 32 23	18	-	21 ± 5	-
0016+2801	00 16 32.3	28 01 17	35	25 ± 7	22 ± 5	36 ± 7
0017+2939	00 17 01.0	29 39 23	40	24 ± 5	31 ± 4	32 ± 8
0017+2630	00 17 16.0	26 30 52	53	-	54 ± 4	59 ± 8
0020+2717	00 20 37.4	27 17 52	67	35 ± 6	40 ± 6	39 ± 7
0021+2911	00 21 02.3	29 11 44	20	37 ± 8	30 ± 4	-
0021+2854	00 21 57.0	28 54 52	72	21 ± 7	30 ± 4	-
0022+2707	00 22 13.2	27 07 50	24	24 ± 6	33 ± 7	-
0024+2842	00 24 33.0	28 42 27	15	25 ± 9	-	-
0025+2857	00 25 39.0	28 57 54	89	28 ± 9	30 ± 5	-
0032+2737*	00 32 04.6	27 37 54	344	184 ± 6	190 ± 4	-
			VSA2K			
0929+3352	09 29 54.3	33 52 48	124	87 ± 5		
0933+3220	09 33 05.1	32 20 41	41	42 ± 4		
0933+3326	09 33 09.7	33 26 36	37	28 ± 5		
0934+3220	09 34 07.8	32 20 25	59	45 ± 5		
0934+3425	09 34 15.9	34 25 03	62	49 ± 6		
0939+3323	09 39 16.5	33 23 13	61	36 ± 5		
0939+3358	09 39 36.9	33 58 21	54	27 ± 6		
0940+3313	09 40 35.0	33 13 60	41	41 ± 6		
0941+3401	09 41 21.1	34 01 44	39	38 ± 5		
0943+3322	09 43 12.8	33 22 57	25	41 ± 4		
0949+3526*	09 49 33.0	35 26 59	388	194 ± 5		

Tabla 3.3: Continuación.

Nombre	A.R. (B1950)	Dec. (B1950)	Flujo (mJy)		
			RT 15 GHz	Sustractor 33 GHz	
				VSA5F	VSA5G
0242+2352*	02 42 23.6	23 52 58	235	259 ± 5	271 ± 6
0258+2452	02 58 48.1	24 52 55	36	29 ± 5	-
0300+2633	03 00 37.2	26 33 57	37	22 ± 4	21 ± 5
0301+2519	03 01 03.1	25 19 54	44	30 ± 7	47 ± 6
0304+2644	03 04 09.4	26 44 37	56	22 ± 5	27 ± 5
0306+2727	03 06 22.8	27 27 33	171	94 ± 14	137 ± 7
0307+2758	03 07 19.0	27 58 42	43	-	27 ± 5
0308+2518	03 08 43.8	25 18 56	98	56 ± 7	-
0309+2627	03 09 05.4	26 27 27	57	-	27 ± 5
0310+2614	03 10 24.8	26 14 04	27	-	21 ± 5
0310+2449	03 10 38.3	24 49 40	10	21	-
0310+2707	03 10 45.6	27 07 38	38	-	27 ± 6
				VSA6F	VSA6G
0704+5413	07 04 28.0	54 13 52	20	21 ± 13	-
0708+5435	07 08 41.5	54 35 31	55	24 ± 14	24 ± 9
0710+5348	07 10 47.1	53 48 40	38	23 ± 7	36 ± 8
0711+5615	07 11 08.3	56 15 10	25	-	23 ± 10
0712+5328	07 12 41.3	53 28 34	200	117 ± 13	104 ± 14
0713+5236	07 13 33.7	52 36 29	60	31 ± 10	-
0715+5235	07 15 20.4	52 35 28	22	27 ± 14	-
0715+5531	07 15 32.6	55 31 40	45	36 ± 11	34 ± 11
0716+5219	07 16 43.7	52 19 07	41	29 ± 9	-
0717+5405	07 17 26.9	54 05 43	23	22 ± 9	21 ± 10
0719+5401	07 19 22.7	54 01 27	56	45 ± 9	29 ± 11
0720+5357	07 20 07.0	53 57 06	12	23 ± 10	-
0720+5659	07 20 10.9	56 59 35	18	-	21 ± 20
0721+5419	07 21 03.2	54 19 36	25	24 ± 10	-
0721+5437	07 21 37.5	54 37 07	23	28 ± 6	-
0722+5352	07 22 56.9	53 52 28	14	25 ± 9	-
0723+5627	07 23 38.1	56 27 20	19	-	30 ± 15
0724+5331	07 24 05.6	53 31 23	49	70 ± 12	72 ± 9
0724+5437	07 24 22.8	54 37 26	65	152 ± 14	154 ± 11
0724+5707*	07 24 40.0	57 07 35	632	396 ± 8	421 ± 12
0727+5345	07 27 19.1	53 45 18	58	63 ± 8	36 ± 10
0729+5612	07 29 23.2	56 12 11	80	-	51 ± 13
				VSA7F	VSA7G
1216+4846*	12 16 38.6	48 46 35	575	665 ± 12	743 ± 15
1218+5336	12 18 46.8	53 36 22	14	-	28 ± 7
1218+5445	12 18 52.7	54 45 45	33	23 ± 4	-
1220+5425	12 20 48.2	54 25 47	50	34 ± 4	37 ± 5
1226+5539	12 26 47.4	55 39 05	143	-	109 ± 8
1226+5203	12 26 58.7	52 03 41	41	41 ± 5	-
1230+5356	12 30 50.0	53 56 28	25	-	21 ± 7
1233+5244	12 33 09.9	52 44 58	40	31 ± 3	29 ± 6
1233+5356	12 33 28.0	53 56 35	110	58 ± 5	66 ± 7
1235+5342	12 35 48.4	53 42 24	28	-	35 ± 5
1236+5306	12 36 30.6	53 06 01	39	-	23 ± 7
1237+5351	12 37 47.1	53 51 01	15	-	27 ± 10
1237+5458	12 37 56.5	54 58 16	20	-	28 ± 11
1238+5350	12 38 24.3	53 50 51	15	-	25 ± 20
				VSA8G	
1723+4039	17 23 39.0	40 39 18	50		21 ± 4
1724+3959	17 24 54.2	39 59 31	135		104 ± 6
1726+4224	17 26 15.9	42 24 04	46		80 ± 5
1726+3937	17 26 53.1	39 37 36	26		25 ± 5
1727+4023	17 27 57.5	40 23 55	32		38 ± 5
1729+4105	17 29 05.3	41 05 08	48		69 ± 5
1729+4050	17 29 21.3	40 50 25	15		23 ± 5
1731+4036	17 31 30.5	40 36 28	16		21 ± 5
1732+3859*	17 32 40.6	38 59 47	1192		955 ± 13
1736+3959	17 36 03.1	39 59 59	37		37 ± 5
1736+4156	17 36 25.4	41 56 34	43		56 ± 5
1736+4009	17 36 41.4	40 09 58	103		101 ± 5
1737+4027	17 37 12.6	40 27 57	23		24 ± 5
1738+4137	17 38 34.2	41 37 39	81		34 ± 4
1742+4016	17 42 47.7	40 16 01	161		98 ± 5
1743+4100	17 43 52.7	41 00 59	211		256 ± 7

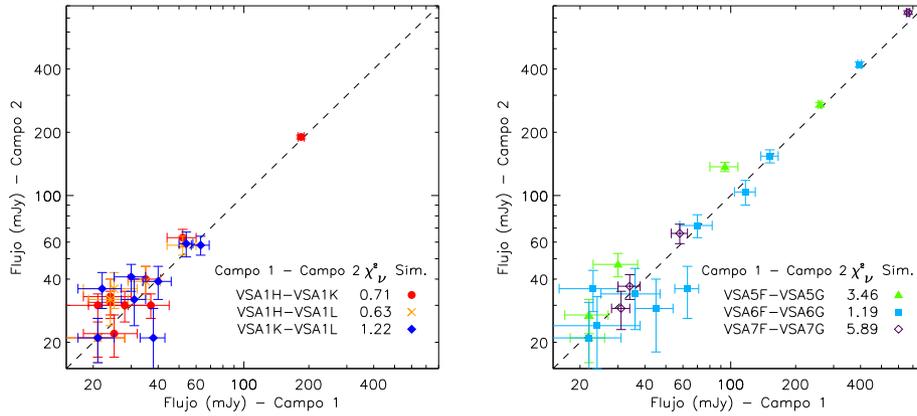


Figura 3.4: Comparación entre los flujos determinados de manera independiente a partir de las medidas del sustractor en campos diferentes. Se indica en cada caso la función χ^2 reducida (dividida por el número de grados de libertad: $\nu = N_f - 1$, siendo N_f el número de fuentes puntuales con medidas independientes en cada caso).

en la figura 3.4, las fuentes con observaciones en campos diferentes muestran por lo general flujos compatibles. Estos valores de flujo medidos por el sustractor fueron los que se utilizaron para realizar la sustracción. Al construir los mapas este proceso se llevó a cabo mediante la rutina UVSUB de AIPS como se indicó en el apartado 2.6. En la figura 3.5 se aprecia el efecto de las radiofuentes en los mapas, especialmente claro en algunos campos, y se comprueba la eficacia del proceso de sustracción en los mapas construidos a partir de las visibilidades sustraídas de fuentes puntuales. Aparte, para la construcción del espectro de potencias, se generaron ficheros de visibilidades sustraídos de fuentes puntuales, mediante un mecanismo similar al que utiliza UVSUB.

3.4.1. Efecto de las fuentes puntuales residuales

A partir de una submuestra de las 453 fuentes observadas, en un trabajo independiente del grupo (Cleary et al., 2005) se ha derivado el siguiente modelo para las cuentas de fuentes por unidad de flujo y de ángulo sólido a 33 GHz:

$$n(S) = (10.6_{-2.2}^{+2.3}) \left[\frac{S}{70 \text{mJy}} \right]^{-2.34_{-0.26}^{+0.25}} \text{mJy}^{-1} \text{sr}^{-1} . \quad (3.1)$$

Considerando este modelo se puede estimar el nivel de confusión introducido por las fuentes residuales por debajo del umbral de sustracción (S_{lim}), siguiendo el análisis estándar introducido por Scheuer (1957),

$$\sigma_{\text{fres}}^2 = \Omega_{\text{HS}} \int_0^{S_{\text{lim}}} S^2 n(S) dS , \quad (3.2)$$

siendo $\Omega_{\text{HS}} \approx 9.3 \times 10^{-6}$ sr el ángulo sólido subtendido por el haz sintetizado. Para el nivel de sustracción actual, $S_{\text{lim}} = 20$ mJy (a 33 GHz), se obtiene $\sigma_{\text{fres}} = 4.3$ mJy/haz. Esto demuestra que el nivel esperado de confusión debido a las fuentes residuales es típicamente inferior al ruido térmico de las observaciones (véase en la tabla 3.2 los valores de ruido térmico derivados de los mapas). En el apartado 3.6 se estimará el efecto de estas fuentes residuales sobre el espectro de potencias; posteriormente este efecto será corregido en el espectro de potencias derivado.

3.5. Mapas de VSA

El objetivo principal de estas observaciones es la medida del espectro de potencias del FCM. Éste se deriva directamente de las visibilidades observadas en el plano de apertura (véase el apartado 2.1.5). No obstante, los mapas proporcionan una visión complementaria de los datos y permiten identificar posibles estructuras no Gaussianas, de origen primordial o causadas por contaminantes galácticos o extragalácticos, así como comprobar el proceso de sustracción de fuentes puntuales. A partir de los ficheros que contienen las visibilidades de las observaciones diarias concatenadas, se construyeron mapas individuales de los 12 campos analizados en el IAC, utilizando AIPS y siguiendo el proceso estándar explicado en el apartado 2.6. El proceso de limpiado se ejecutó hasta una profundidad de $\sim 1.5 - 2\sigma_n$, colocando cajas en las posiciones de las estructuras negativas o positivas más brillantes, en los casos en los que éstas puedan ser identificadas claramente, o bien colocando una sola caja cubriendo la región central; en el caso de los mapas previos a la sustracción se colocaron cajas en las posiciones de las radiofuentes.

Los mapas limpios de los 12 campos, antes y después de la sustracción de fuentes puntuales², se muestran en la figura 3.5. Mientras que las fuentes puntuales más débiles se encuentran enmascaradas por manchas del FCM, las más brillantes se identifican con claridad en los mapas. La radiofuente más intensa de acuerdo con las medidas del sustractor de fuentes puntuales es 1732+3859, y aunque dista 1.92° del centro de apuntado del campo VSA8G, se detecta con claridad en el mapa. El flujo aparente de esta fuente, obtenido tras corregir la medida del sustractor (véase la tabla 3.3) por la respuesta del haz primario, es 93 ± 1 mJy, y en el mapa ésta se detecta a un nivel de 75 ± 5 mJy. En el mapa del campo VSA1J se detecta la fuente 0007+2838 con un flujo de 89 ± 5 mJy. Si se considera el flujo determinado para esta fuente a partir de las observaciones asociadas al campo VSA1L, su flujo aparente es 79 ± 5 mJy. Otras radiofuentes intensas, como 0929+3352, 0306+2727, 0712+5328 y 0724+5437, se identifican claramente en los mapas de los campos VSA2K, VSA5G, VSA6F y VSA6G, respectivamente. Sus flujos aparentes son 29 ± 2 , 84 ± 4 , 81 ± 9 y 114 ± 8 mJy, y se detectan en los mapas con flujos 43 ± 7 , 86 ± 6 , 78 ± 7 y 103 ± 7 mJy, respectivamente. Por lo tanto, las medidas del sustractor están de acuerdo con los valores de los mapas, a pesar de la incertidumbre que introducen las fluctuaciones del FCM primordial. En los mapas posteriores a la sustracción el efecto de estas fuentes es eliminado correctamente. En las regiones centrales de los mapas finales se observan claramente las anisotropías primarias del FCM, típicamente a un nivel de $4 - 7\sigma_n$, aunque hay campos como VSA1K, VSA1L, VSA7F y VSA8G donde superan el nivel de $10\sigma_n$. Las fluctuaciones observadas varían típicamente en el rango ± 60 mJy/haz. Mediante la ecuación (2.8), y calculando el ángulo sólido subtendido por el haz sintetizado de estas ecuaciones, se determina el factor de conversión de flujo a temperatura de brillo,

$$\frac{\Delta T_{RJ}}{\Delta S} \approx 2.3 \frac{\mu K}{\text{mJy/haz}} . \quad (3.3)$$

Por lo tanto, en términos de temperatura de brillo, las fluctuaciones observadas varían en el rango $\pm 140 \mu K$. Esta señal sufre una atenuación en las regiones exteriores a causa de la respuesta del haz primario, y lo que se observa en los bordes de los mapas corresponde a ruido térmico. La dispersión de los datos en estas regiones proporciona una estimación del ruido térmico, y los valores así calculados se muestran en la tabla 3.2.

A partir de estos 12 campos analizados y reducidos en el IAC, junto con los campos reducidos en las otras dos instituciones, se han construido los siete mosaicos (Dickinson et al., 2004). Para ello se ha utilizado el código de máxima entropía desarrollado por Maisinger et al. (1997) (véase el apartado 2.1.4). Este programa lee las visibilidades sustraídas de fuentes puntuales y agrupadas en

²En el campo VSA1J no se ha realizado la sustracción porque, como se ha indicado, a causa de un error en la programación no hay observaciones del sustractor de fuentes puntuales asociadas a este campo. Aunque se podrían haber utilizado las observaciones correspondientes a los otros campos del mosaico VSA1, se decidió no realizar la sustracción para evitar posibles efectos provocados por la variabilidad de las fuentes.

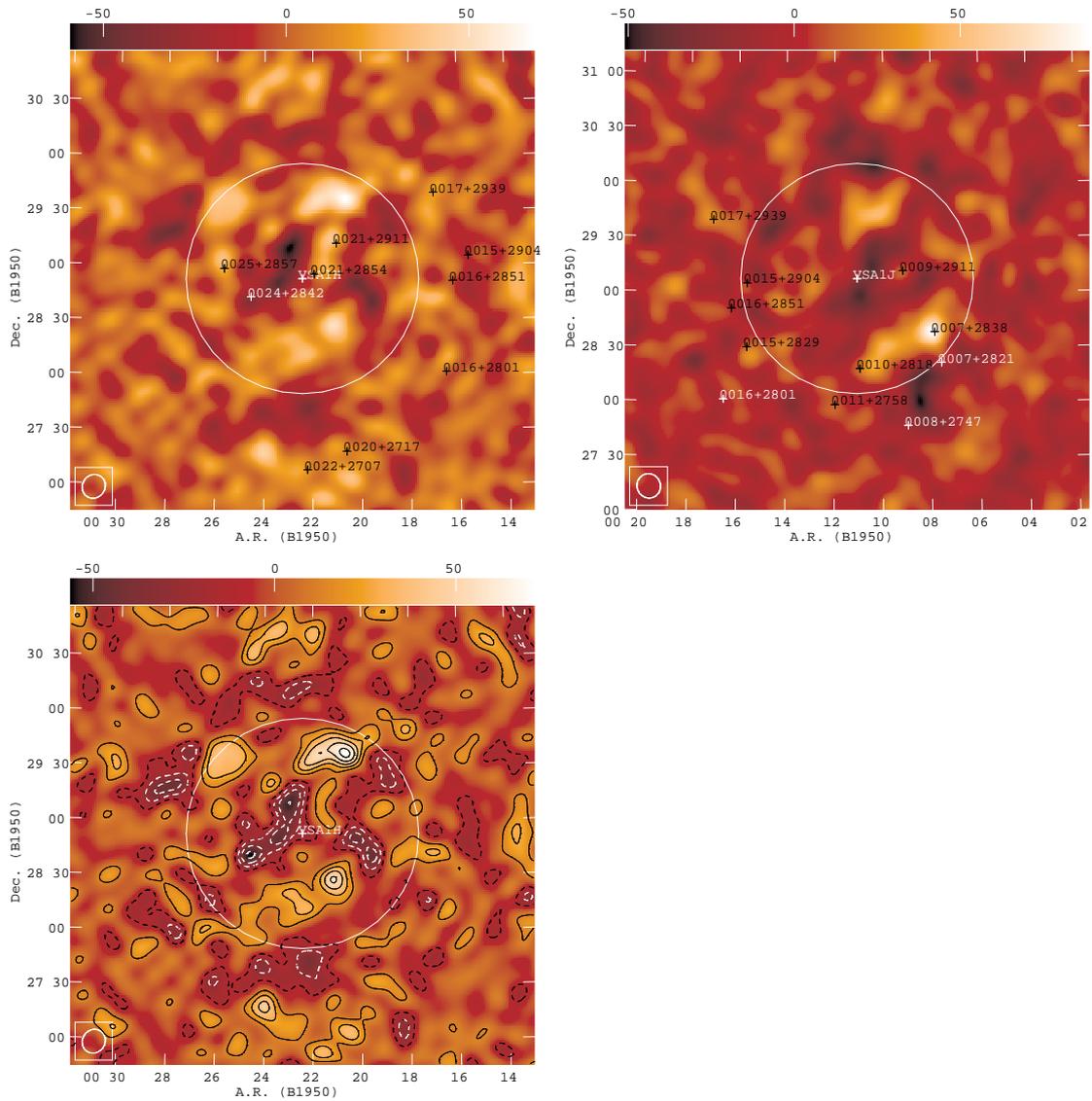


Figura 3.5: En ésta y en las siguientes figuras se presentan los mapas limpios de los campos primordiales de VSA analizados en el IAC. Aquí se muestran los mapas de los campos VSA1H (izquierda) y VSA1J (derecha) antes de la sustracción de fuentes puntuales (línea superior), cuyas posiciones aparecen indicadas, y el mapa del campo VSA1H tras la sustracción de fuentes puntuales (línea inferior). En el campo VSA1J no se llevó a cabo la sustracción de fuentes puntuales porque no hay medidas del sustractor asociadas a ese campo. Los contornos continuos (discontinuos) indican incrementos (decrementos) sobre el nivel de flujo promedio. La diferencia entre contornos es $1.5\sigma_n$. El rango dinámico de cada mapa se representa en la barra superior en unidades de mJy/haz. La circunferencia central representa la FWHM (2.1°) del haz primario, mientras que en la esquina inferior izquierda se representa la FWHM ($\approx 11'$) del haz sintetizado en cada caso.

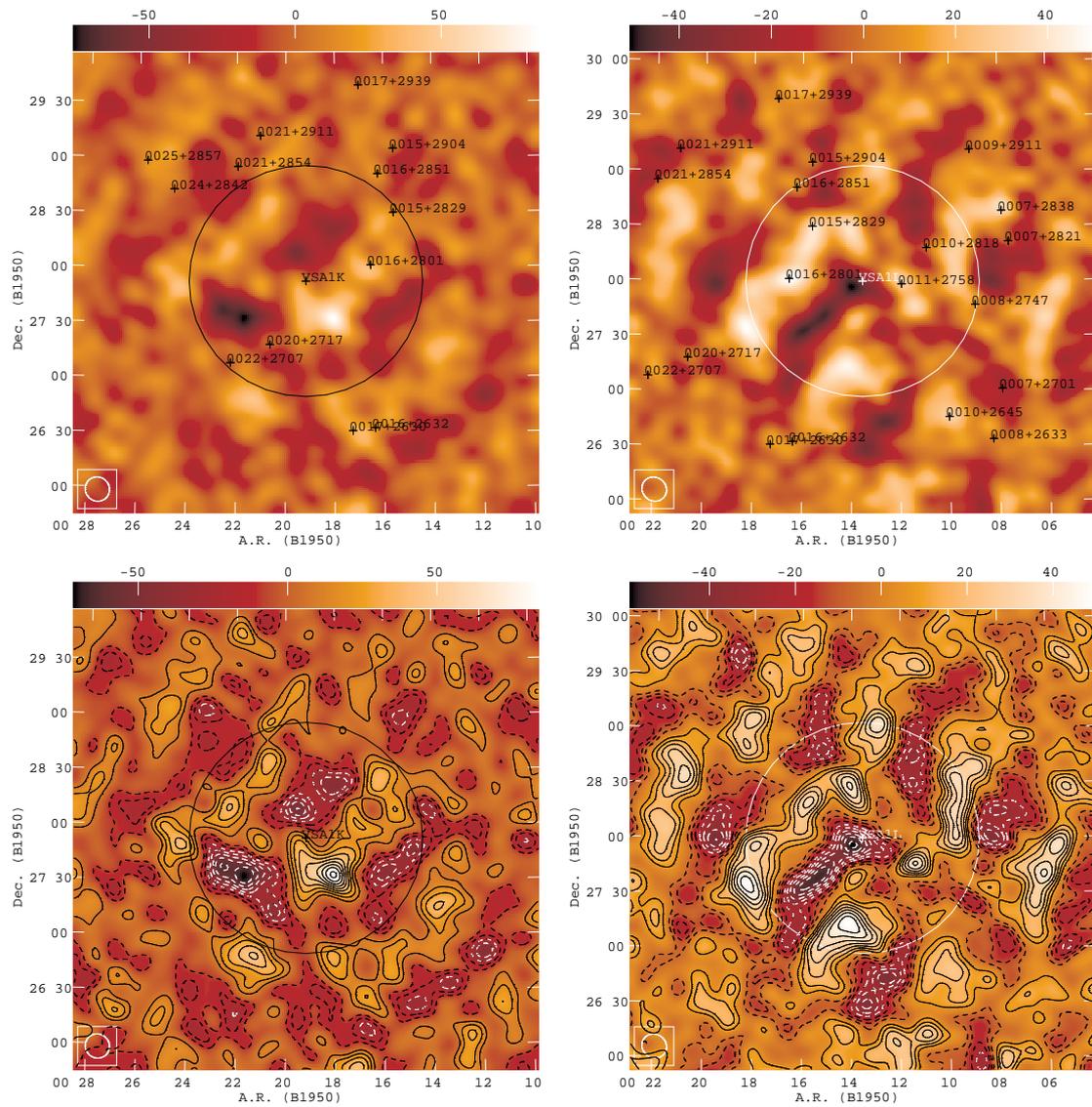


Figura 3.5: Mapas análogos correspondientes a los campos VSA1K (izquierda) y VSA1L (derecha).

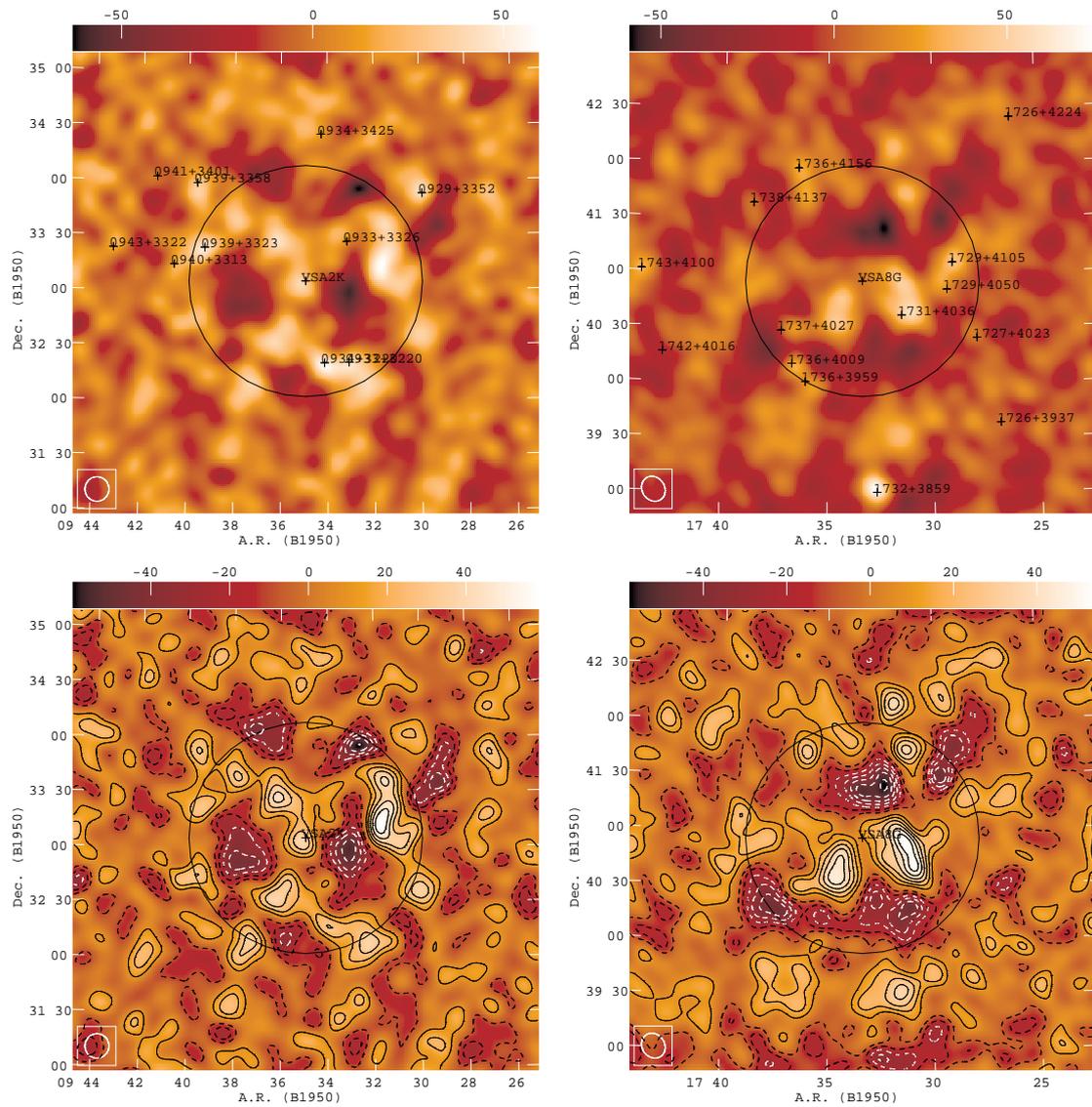


Figura 3.5: Mapas análogos correspondientes a los campos VSA2K (izquierda) y VSA8G (derecha).

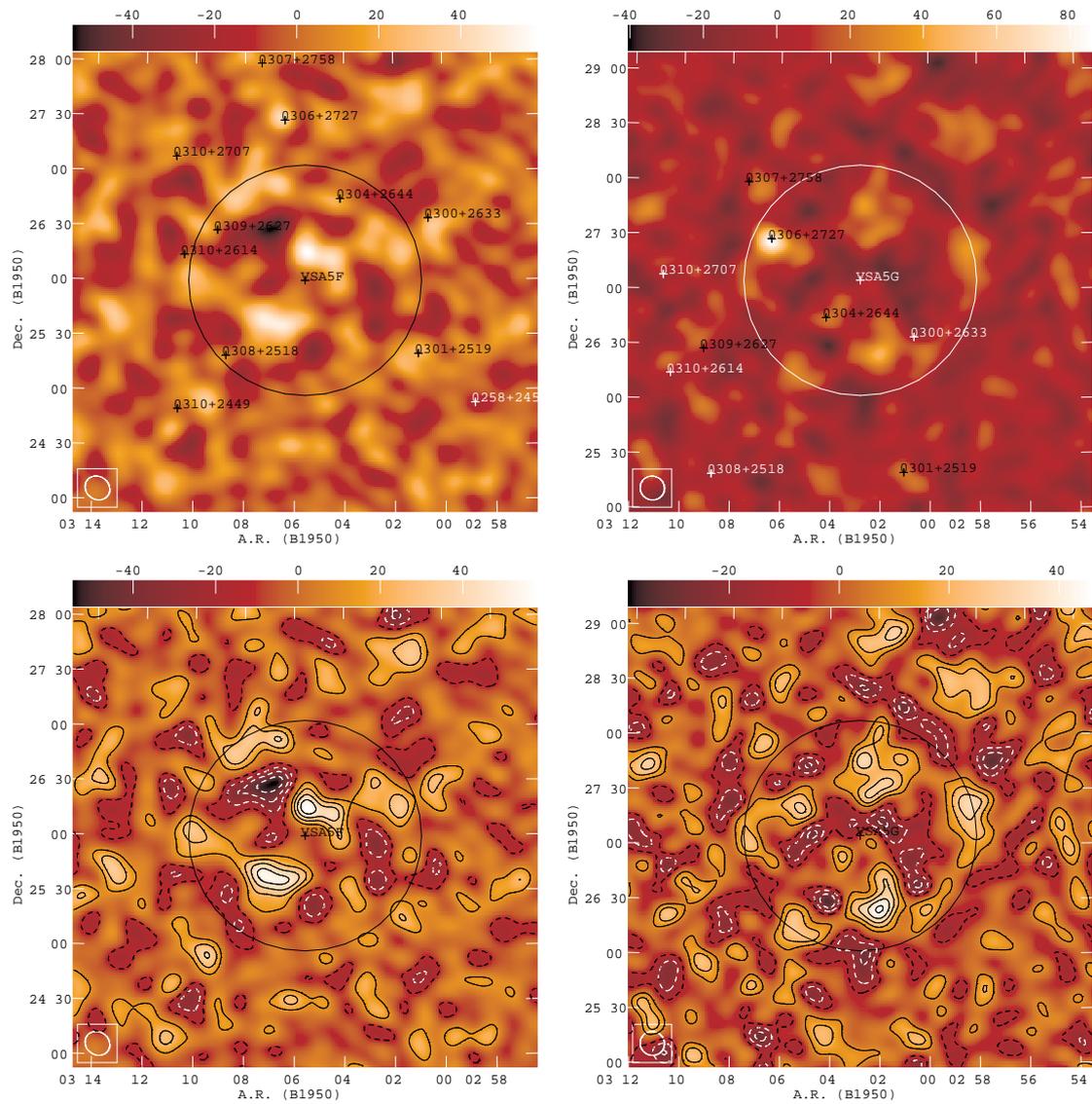


Figura 3.5: Mapas análogos correspondientes a los campos VSA5F (izquierda) y VSA5G (derecha).

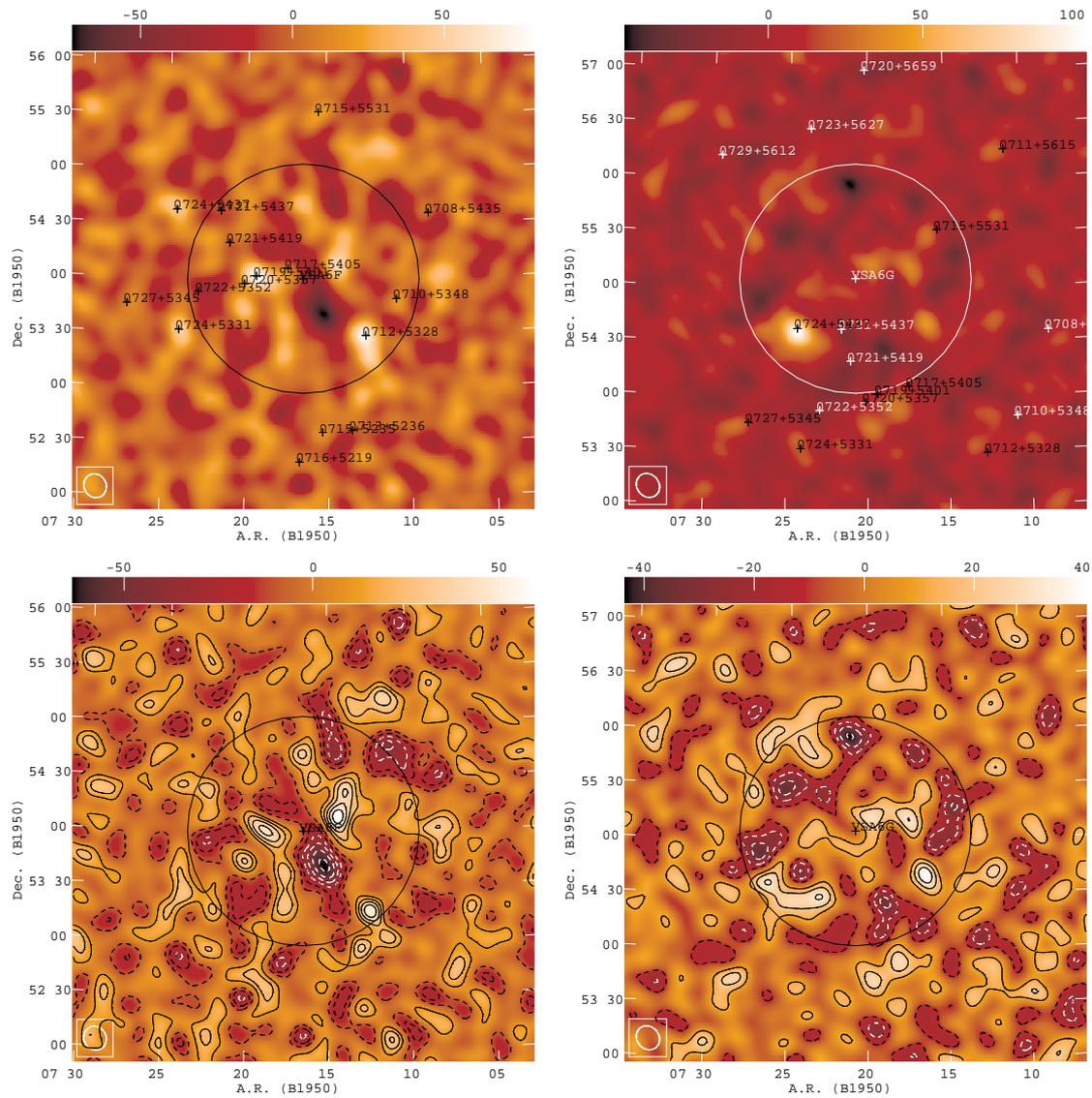


Figura 3.5: Mapas análogos correspondientes a los campos VSA6F (izquierda) y VSA6G (derecha).

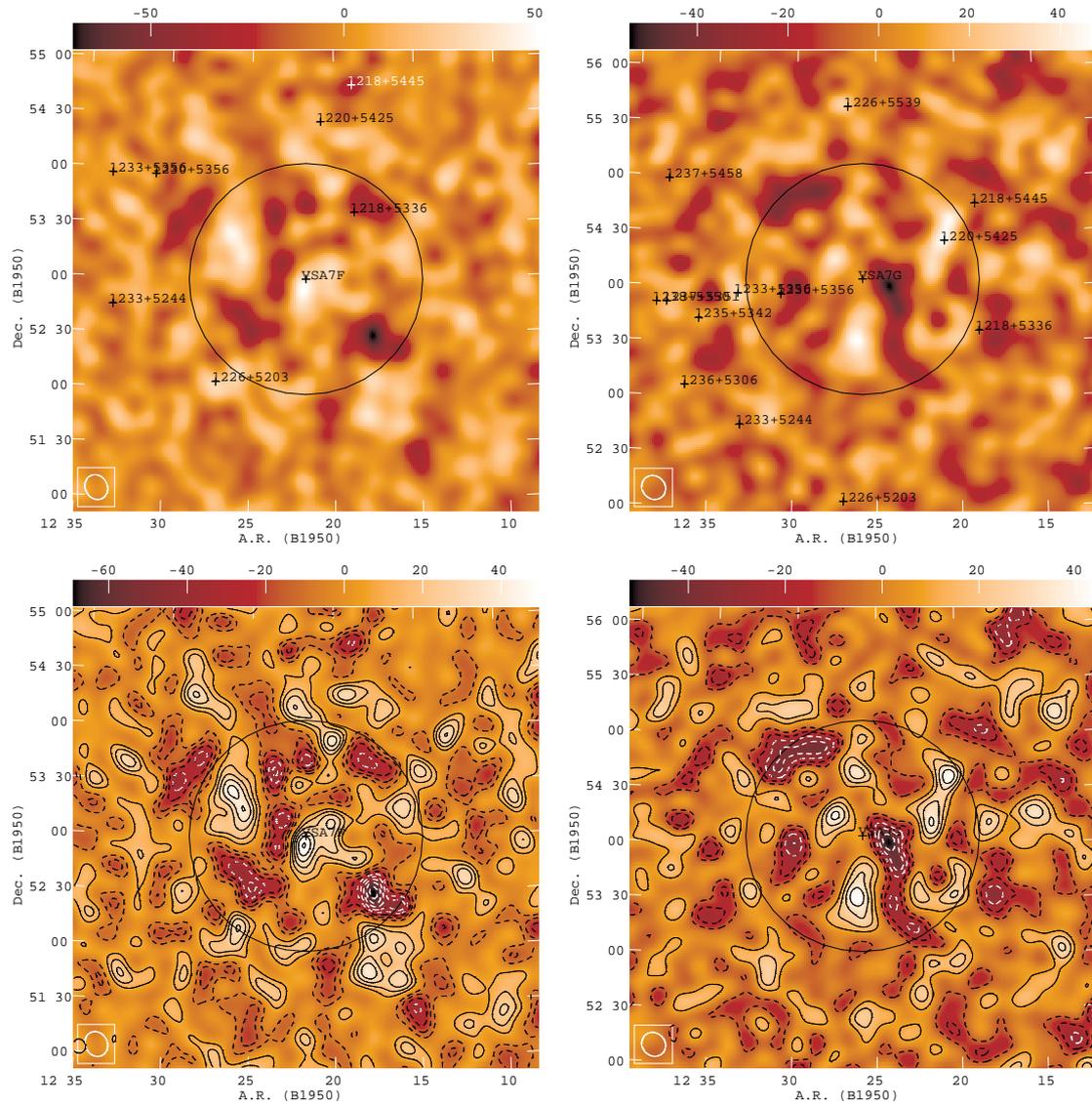


Figura 3.5: Mapas análogos correspondientes a los campos VSA7F (izquierda) y VSA7G (derecha).

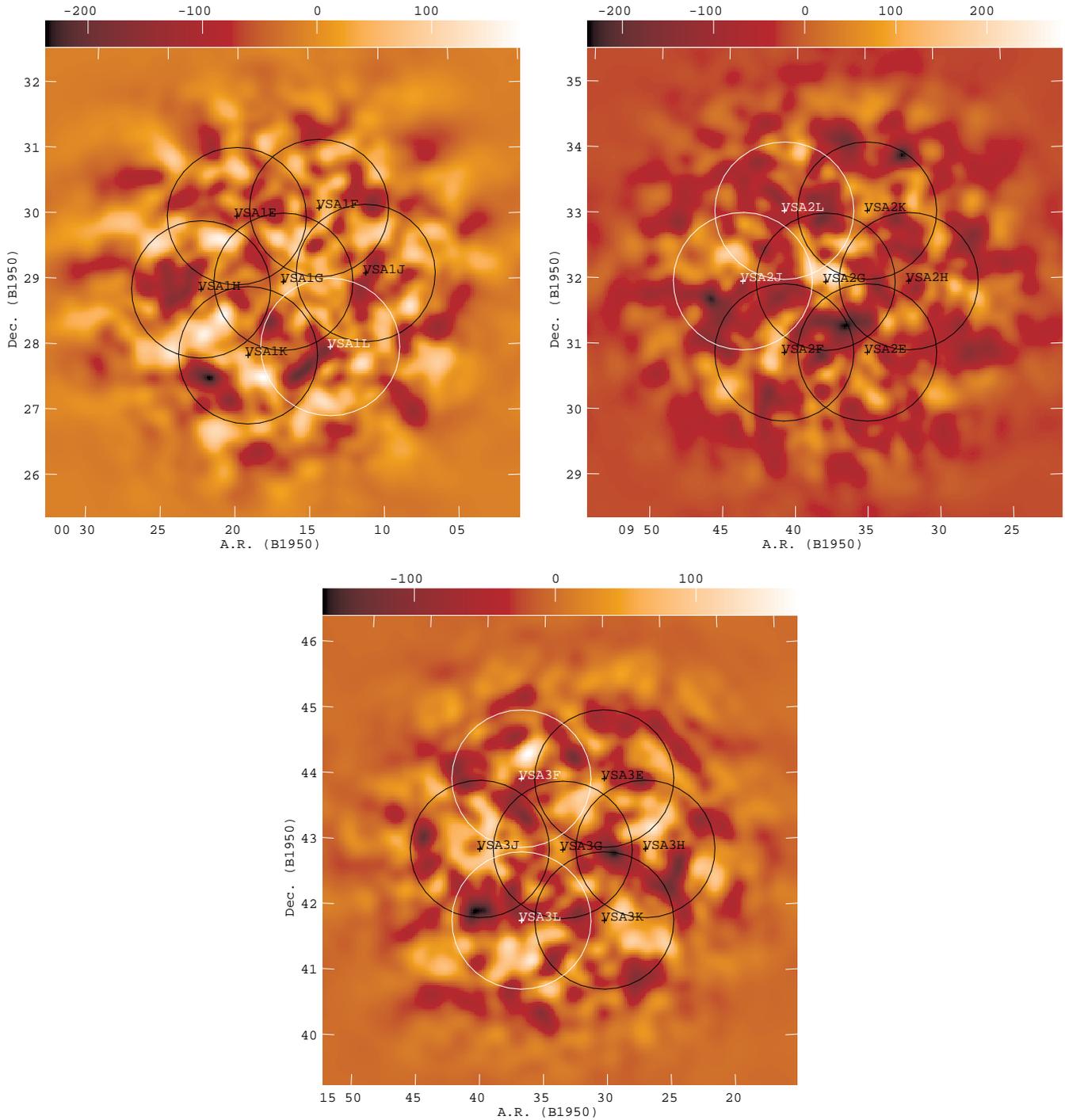


Figura 3.6: En ésta y en la siguiente figura se presentan los 7 mosaicos construidos a partir de los 33 campos de FCM primordial observados por VSA, 12 de los cuales han sido analizados y reducidos en el IAC (véase la figura 3.5). En su construcción se ha empleado el método de máxima entropía desarrollado por Maisinger et al. (1997), para ejecutar la deconvolución del haz sintetizado. Aquí se muestran los tres mosaicos de siete campos: VSA1 (panel superior izquierdo), VSA2 (panel superior derecho) y VSA3 (panel inferior), con una resolución de $\sim 11'$. Las circunferencias representan las FWHM (2.1°) del haz primario de cada apuntado. El rango dinámico de cada mosaico se representa en la barra superior en unidades de mJy/haz. La técnica de máxima entropía utilizada provoca una atenuación de la señal y del ruido en las regiones exteriores. El nivel de ruido en el centro de cada mosaico varía típicamente en el rango $5 - 25 \mu\text{K/haz}$.

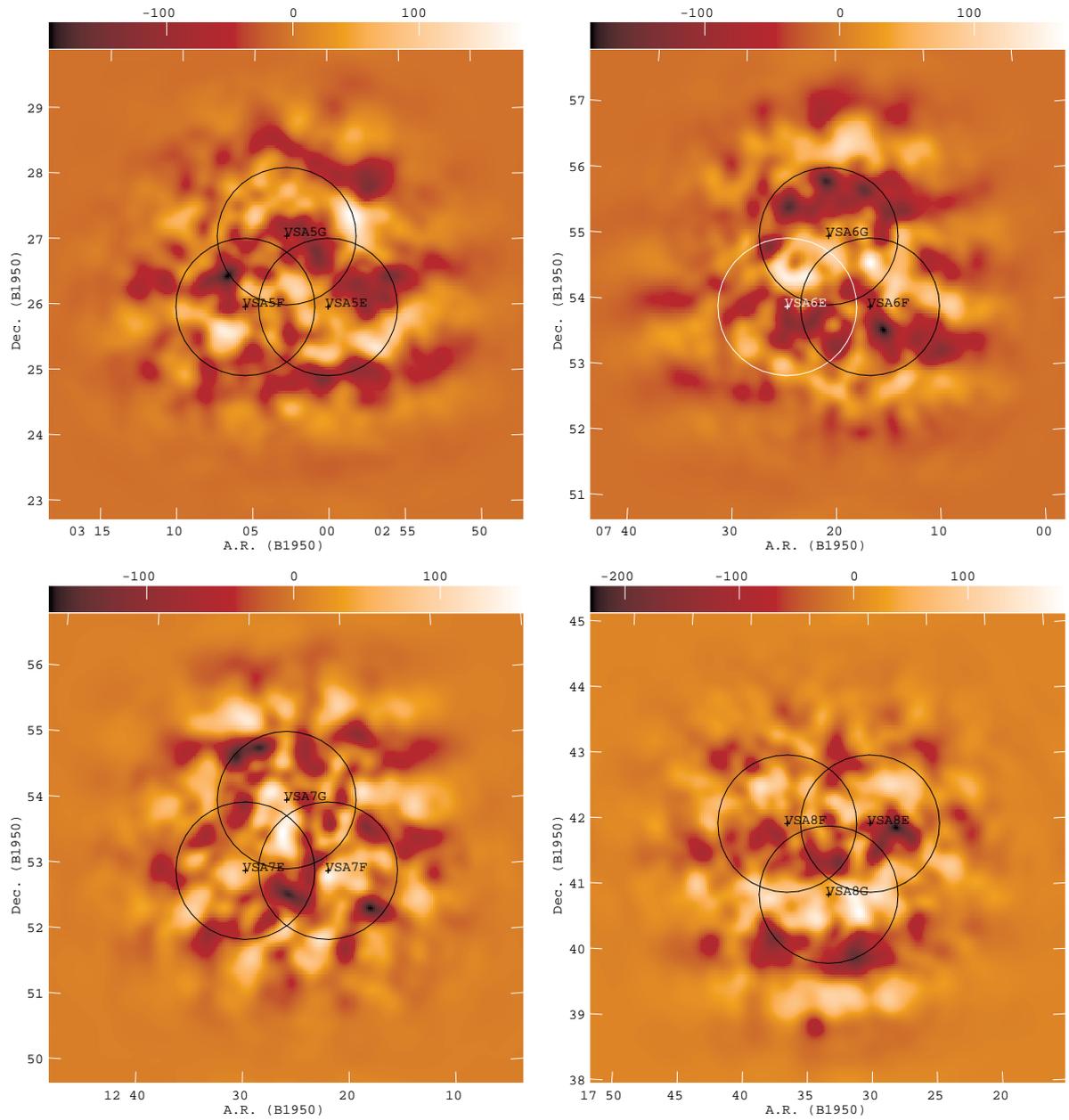


Figura 3.6: Mapas análogos correspondientes a los cuatro mosaicos de tres campos: VSA5 (panel superior izquierdo), VSA6 (panel superior derecho), VSA7 (panel inferior izquierdo) y VSA8 (panel inferior derecho).

celdas (ecuación 2.26), en este caso de tamaño 9λ , reconstruye los modos de Fourier en el plano $u-v$ y aplica una transformada de Fourier. Los mosaicos resultantes se muestran en la figura 3.6. Las fluctuaciones primordiales del FCM son claramente visibles, con temperaturas típicamente dentro del rango $\pm 200 \mu\text{K}$. A diferencia de los mapas generados con AIPS (figura 3.5), en los que el ruido es homogéneo y la señal decae con el haz primario, la técnica de máxima entropía produce una atenuación del ruido y de la señal en las regiones externas de los mosaicos. El ruido en la zona central de estos mosaicos varía dentro del rango $5 - 25 \mu\text{K}$.

3.6. Estimación del espectro de potencias

El espectro de potencias se ha determinado utilizando el código de máxima verosimilitud MAD-COW³, desarrollado por Hobson & Maisinger (2002). La entrada de este programa son los ficheros de visibilidades agrupados en el plano de apertura (ecuación 2.26), utilizando en este caso un tamaño de celda de 9λ (son los mismos ficheros que se utilizaron en el apartado anterior para realizar la reconstrucción de máxima entropía). En este código se supone que la potencia $\ell(\ell + 1)C_\ell/(2\pi)$ es constante en los multipolos comprendidos dentro de intervalos, o bandas, de tamaño $\Delta\ell$, y mediante un algoritmo iterativo se determinan los valores de $\ell(\ell + 1)C_\ell/(2\pi)$ asociados a cada banda que maximizan una determinada función de verosimilitud. Los errores de los valores de cada banda se estiman de dos formas: i) evaluando la matriz de covarianza y calculando la raíz cuadrada de los elementos diagonales; ii) a través de la integración de las funciones de verosimilitud, tras haber supuesto que los valores de potencia de bandas diferentes se encuentran débilmente correlacionados. Las funciones de verosimilitud en cada banda se calculan de forma independiente para cada uno de los siete mosaicos y posteriormente son multiplicadas. Para ello se considera que cada mosaico proporciona una medida independiente del espectro de potencias del FCM en cada banda, lo cual es una hipótesis razonable dado que las siete regiones observadas se encuentran separadas grandes distancias angulares en el cielo (véase la figura 3.2).

El tamaño de los intervalos, $\Delta\ell$, debe ser tal que se obtenga un buen muestreo del espectro de potencias, y su selección debe suponer un compromiso entre dos factores: i) maximizar la señal a ruido en cada banda, ii) minimizar la correlación entre ellas. En este caso se han utilizado tamaños diferentes con el objetivo de contrarrestar el efecto de la cobertura no uniforme del plano de apertura y lograr barras de error similares en cada banda. Así, a bajos ℓ se seleccionó $\Delta\ell \sim 60 - 100$, mientras que las bandas correspondientes a los multipolos más altos son de tamaño $\Delta\ell \sim 300$. Las posiciones centrales de las bandas se seleccionaron de forma que coincidieran lo más aproximadamente posible con las posiciones esperadas de los picos y los valles del espectro de potencias. Para obtener un mejor muestreo se definió un agrupamiento alternativo, con tamaños $\Delta\ell$ similares, pero con las posiciones centrales de las bandas desplazadas $\sim \Delta\ell/2$ respecto al original. En Dickinson et al. (2004) (véase su tabla 7) se ha calculado la matriz de correlación para las bandas del agrupamiento principal y se ha determinado que la correlación entre bandas adyacentes es típicamente del 20%, con un valor máximo del 40%. Por lo tanto, los errores asociados a cada banda serán prácticamente independientes.

Un interferómetro como VSA, debido a diferentes efectos instrumentales como la cobertura inhomogénea del plano de apertura o el tamaño finito del haz primario, produce una medida del espectro de potencias que está filtrada por una determinada función ventana W_ℓ (definida por la ecuación 2.24). La potencia \mathcal{C}_B medida en cada banda es entonces

$$\mathcal{C}_B = \sum_{\ell} \frac{W_{\ell B}}{\ell} \ell(\ell + 1)C_\ell/(2\pi) \quad , \quad (3.4)$$

donde $W_{\ell B}$ es la función ventana de cada banda y el sumatorio se extiende a todos los ℓ de ese intervalo. Por este motivo, para reconstruir los C_ℓ es necesario determinar las funciones ventana.

³<http://www.mrao.cam.ac.uk/software/madcow/>

Éstas han sido calculadas en Dickinson et al. (2004) siguiendo el procedimiento descrito en Scott et al. (2003), y se representan normalizadas en la figura 3.7. El bajo solapamiento que se observa entre las funciones ventana de bandas adyacentes es indicativo de la baja correlación entre ellas.

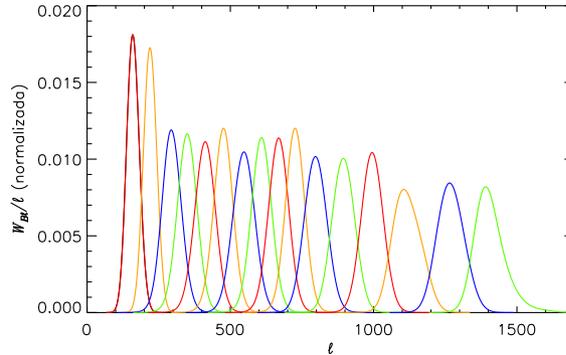


Figura 3.7: Funciones ventana, representadas frente a ℓ , para cada una de las 16 bandas del agrupamiento principal, determinadas en Dickinson et al. (2004) siguiendo el procedimiento descrito en Scott et al. (2003). Por claridad, se han utilizado diferentes colores.

El espectro de potencias final, resultante de combinar los datos tomados con la configuración extendida descritos aquí con los datos anteriores de la configuración compacta (Taylor et al., 2003; Scott et al., 2003), se representa en la figura 3.8 y los valores numéricos para los dos tipos de agrupamientos se muestran en la tabla 3.4. Las barras de error que se indican corresponden en cada caso al intervalo de ℓ que comprende el 68% del área total encerrada por la función de verosimilitud correspondiente; incluyen ruido térmico y la varianza de muestreo, pero no la incertidumbre de la calibración, que es del 3%. Dado que los datos de la configuración extendida tienen baja sensibilidad a $\ell \lesssim 300$, los valores de los tres primeros intervalos provienen fundamentalmente de las observaciones con la configuración compacta. En este espectro de potencias se han corregido, según se indica en Dickinson et al. (2004), los efectos de baja magnitud que provocan las fuentes residuales por debajo del nivel de sustracción de 20 mJy y la contaminación galáctica correlacionada en los mapas de VSA. Para ello se calcularon los espectros de potencias de cada tipo de contaminación. En el primer caso, considerando las cuentas de fuentes derivadas de las observaciones del sustractor de fuentes puntuales a 33 GHz, reescaladas al modelo de Toffolatti et al. (1998), se obtuvo $\Delta T_{\text{fres}}^2 = 210(\ell/1000)^2 \mu\text{K}^2$ (línea discontinua de la figura 3.8). En el segundo caso se llevaron a cabo simulaciones de observaciones de VSA tomando como plantilla el mapa de $100 \mu\text{m}$ de Schlegel et al. (1998) en las regiones observadas, y utilizando como referencia las coberturas del plano $u-v$ de cada apuntado; se determinó $\Delta T_{\text{gal}}^2 = 4.1 \times 10^3 \times \ell^{-0.72} \mu\text{K}^2$ (línea punteada de la figura 3.8). Estos espectros de potencias son muestreados según las funciones ventana de cada banda y sustraídos directamente. La corrección de las fuentes puntuales residuales es prácticamente despreciable en los multipolos más bajos, y alcanza un valor máximo del $\approx 35\%$ en el 16^º intervalo del agrupamiento principal. La contaminación galáctica es despreciable en los multipolos altos, y el factor de corrección tiene un valor máximo del $\approx 3\%$ en el 1^{er} intervalo.

El espectro de potencias derivado muestra con claridad los tres primeros picos acústicos, así como la disminución de potencia para $\ell \gtrsim 900$ que enmascara el cuarto pico. Ajustando a una Gaussiana los diez intervalos de menor ℓ de los dos tipos de agrupamiento determinamos, para el primer pico, una amplitud $\Delta T_1 \approx 6000 \mu\text{K}^2$ y una posición $\ell_1 \approx 246$. Estos valores son ligeramente superiores a los estimados por WMAP (Hinshaw et al., 2006), pero suponen un acuerdo aceptable si se considera nuestras mayores barras de error y menor resolución en ℓ . Un análisis similar para el segundo y el tercer pico determina amplitudes y posiciones respectivas: $\Delta T_2 \approx 2200 \mu\text{K}^2$, $\ell_2 \approx 540$, $\Delta T_3 \approx$

Tabla 3.4: Potencia de las fluctuaciones del FCM (en unidades de μK^2) en cada banda, para los dos tipos de agrupamiento (principal –“P”– y alternativo –“A”–), determinada combinando las observaciones con las configuraciones compacta y extendida de VSA. Los intervalos de ℓ mostrados se determinan a partir de los valores para los que la función ventana (en la figura 3.7 se representan las funciones ventana para el agrupamiento principal) decae hasta la mitad del valor máximo, mientras que ℓ_c representa el valor central de cada banda, determinado a través de la mediana de la función ventana. Las barras de error corresponden a un nivel de confianza del 68% e incluyen la varianza de muestreo. Esta tabla está tomada de Dickinson et al. (2004).

Banda	Rango de ℓ	ℓ_c	$\Delta T_\ell^2 \equiv \ell(\ell+1)C_\ell/(2\pi)$ (μK^2)
1P	100 – 190	160	3626_{-1150}^{+1616}
1A	145 – 220	190	4430_{-1096}^{+1424}
2P	190 – 250	220	5561_{-1232}^{+1561}
2A	220 – 280	251	7236_{-1260}^{+1506}
3P	250 – 310	289	5131_{-959}^{+1123}
3A	280 – 340	321	3324_{-548}^{+657}
4P	310 – 370	349	2531_{-411}^{+438}
4A	340 – 410	376	2010_{-274}^{+329}
5P	370 – 450	416	1570_{-219}^{+246}
5A	410 – 475	431	1432_{-246}^{+274}
6P	450 – 500	479	1811_{-356}^{+383}
6A	475 – 540	501	2000_{-329}^{+356}
7P	500 – 580	537	2212_{-274}^{+356}
7A	540 – 610	581	2180_{-301}^{+356}
8P	580 – 640	605	1736_{-301}^{+356}
8A	610 – 670	639	1484_{-301}^{+329}
9P	640 – 700	670	1614_{-301}^{+329}
9A	670 – 725	696	1553_{-329}^{+356}
10P	700 – 750	726	1628_{-356}^{+411}
10A	725 – 800	759	2469_{-301}^{+356}
11P	750 – 850	795	2486_{-246}^{+301}
11A	800 – 900	843	1871 ± 274
12P	850 – 950	888	1553 ± 274
12A	900 – 1000	948	1398 ± 274
13P	950 – 1050	1002	1135_{-246}^{+274}
13A	1000 – 1125	1057	837 ± 246
14P	1050 – 1200	1119	677_{-246}^{+274}
14A	1125 – 1275	1199	886_{-301}^{+329}
15P	1200 – 1350	1271	937_{-329}^{+356}
15A	1275 – 1525	1357	704_{-383}^{+329}
16P	1350 – 1700	1419	758_{-603}^{+657}

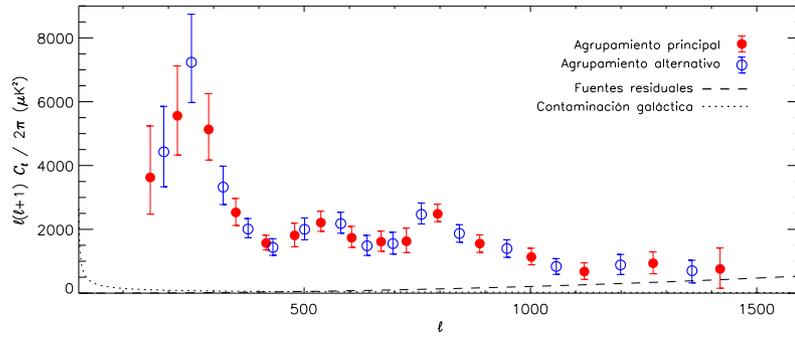


Figura 3.8: Espectro de potencias del FCM medido por VSA, a través de las observaciones realizadas con las configuraciones compacta y extendida en las siete regiones de cielo seleccionadas. Se representan los resultados para los dos tipos de agrupamiento considerados (consúltese la tabla 3.4). Se ha sustraído la potencia generada por las fuentes residuales y por los contaminantes galácticos; estas correcciones se representan respectivamente mediante las líneas discontinua y punteada. Las barras de error mostradas corresponden a 1σ e incluyen el ruido térmico y la varianza de muestreo. La incertidumbre de la calibración absoluta, que no se incluye, es del 3%.

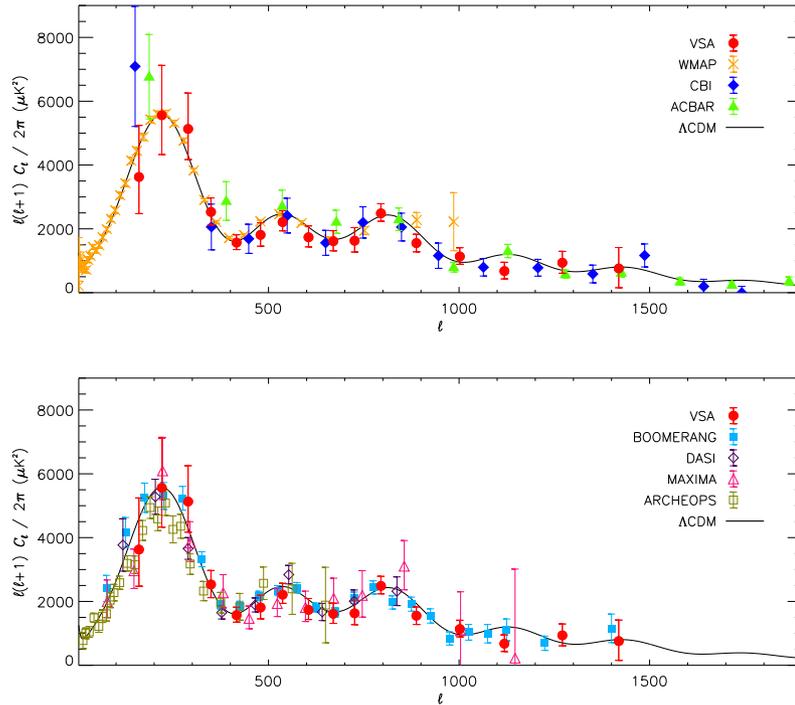


Figura 3.9: Comparación del espectro de potencias medido por VSA con los medidos por otros experimentos. Para mayor claridad se ha estructurado la comparación en dos paneles. En el panel superior se representa el espectro de potencias medido por VSA (utilizando el agrupamiento principal) en comparación con los de WMAP (datos de tercer año; Hinshaw et al. (2006)), CBI (Readhead et al., 2004) y ACBAR (Kuo et al., 2004). En el panel inferior se compara con los espectros de potencias determinados por BOOMERANG (campana observacional de 2003; Jones et al. (2006)), DASI (Halverson et al., 2002), MAXIMA (Lee et al., 2001) y ARCHEOPS (Tristram et al., 2005). La línea continua corresponde al espectro de potencias de un modelo Λ CDM, generado utilizando CAMB y a partir de los parámetros cosmológicos determinados en Rebolo et al. (2004).

2500 μK^2 y $\ell_3 \approx 795$. La forma del cuarto pico queda delimitada de forma marginal debido a la disminución de potencia a altos ℓ provocada por el amortiguamiento de Silk. En Dickinson et al. (2004) se presenta un análisis más exhaustivo de la morfología de este espectro de potencias, llevado a cabo mediante un ajuste a un conjunto de funciones Gaussianas, según la técnica descrita en Ödman et al. (2003).

En la figura 3.9 se muestra una comparación de este espectro de potencias con los obtenidos por otros experimentos, y se pone de manifiesto un acuerdo general entre ellos, especialmente respecto a la forma de los dos primeros picos acústicos. En multipolos $\ell \gtrsim 900$ el espectro de potencias de VSA está de acuerdo con los determinados por CBI y ACBAR, y los tres confirman la caída de potencia. Los análisis presentados en Dickinson et al. (2004) revelan una ligera discrepancia en la amplitud del tercer pico determinada por los experimentos con frecuencia de observación ~ 30 GHz (CBI, DASI y VSA) y la determinada por experimentos con frecuencia ~ 100 GHz (ACBAR, BOOMERANG, MAXIMA y ARCHEOPS). La dependencia con la frecuencia sugiere que esta discrepancia puede ser debida a algún efecto sistemático, y puede provocar leves diferencias en los modelos cosmológicos derivados, especialmente en la densidad bariónica, si se utiliza por separado sólo uno de los dos subgrupos.

3.7. Estimación de parámetros cosmológicos

3.7.1. Metodología

Las propiedades estadísticas de las observaciones del FCM se encuentran codificadas en el espectro de potencias (apartado 1.4.1), cuya forma funcional depende de los valores de los parámetros cosmológicos (apartado 3.1). Por este motivo, la medida de la potencia en determinados intervalos multipolares y su comparación con las predicciones teóricas permite obtener el conjunto de parámetros cosmológicos que mejor se ajusta a los datos. El mecanismo estándar de estimación de parámetros ha consistido, durante largo tiempo, en la construcción de una malla N-dimensional, en la que cada parámetro toma del orden de ~ 10 valores alrededor de su valor esperado. Los modelos cosmológicos más simples tienen $N=7$ grados de libertad, o bien $N=6$ cuando se supone la planitud del Universo ($\Omega_{\text{TOT}} = 1$). En estas condiciones, se explora este espacio de $\sim 10^{N-1} = 10^5 - 10^6$ puntos⁴ (o nodos), y en cada uno de ellos se determinan los C_ℓ teóricos a partir de los parámetros cosmológicos correspondientes, utilizando normalmente el código CMBFAST⁵ (Seljak & Zaldarriaga, 1996). Mediante una función de verosimilitud se estima el grado de ajuste de los datos al modelo definido por los parámetros de cada nodo, y se hace uso de mecanismos de interpolación numérica para contrarrestar la pérdida de resolución que produce la discretización del espacio de parámetros. Finalmente, se aplica una marginalización para determinar la distribución de probabilidad de cada parámetro y así determinar su valor más probable. Esta estrategia ha sido ampliamente utilizada, por ejemplo para la estimación de parámetros derivada de los datos de BOOMERANG (Netterfield et al., 2002), MAXIMA (Stompor et al., 2001), DASI (Pryke et al., 2002), ARCHEOPS (Benoît et al., 2003b), ACBAR (Goldstein et al., 2003), CBI (Sievers et al., 2003) o de la configuración compacta de VSA (Rubiño-Martin et al., 2003).

El tiempo de ejecución de este método aumenta exponencialmente con N. Por este motivo, es inaplicable a modelos cosmológicos más complicados, con un número mayor de parámetros. Alternativamente se recurre a una estrategia, propuesta inicialmente por Christensen et al. (2001), basada en la estadística Bayesiana y en la utilización de cadenas de Markov (método MCMC, del inglés *Markov Chain Monte Carlo*). En Gilks et al. (1996) se expone una descripción detallada de este método. En esencia se trata de determinar la combinación de parámetros $\Theta = [\theta_1, \dots, \theta_N]$ que representa el mejor ajuste al conjunto de datos observados $D = (d_1, \dots, d_M)$ según un determinado

⁴Nótese que el exponente es N-1 porque uno de los parámetros cosmológicos, la amplitud del espectro de potencias, suele tratarse como una variable continua, de manera que no forma parte de la malla.

⁵<http://cfa-www.harvard.edu/~mzaldarr/CMBFAST/cmbfast.html>

modelo M , que en nuestro caso es el modelo cosmológico estándar. Para ello se muestrea la “función de probabilidad final” $P(\Theta|D, M)$ (nótese el uso de la barra vertical para denotar probabilidad condicionada), que se relaciona con la “función de probabilidad inicial” $P(\Theta|M)$ a través del teorema de Bayes:

$$P(\Theta|D, M) = \frac{P(D|\Theta, M)P(\Theta|M)}{P(D|M)} , \quad (3.5)$$

siendo $P(D|M) = \int P(D|\Theta, M)P(\Theta|M)d^N\Theta$ la “evidencia Bayesiana” y $P(D|\Theta, M)$ la “función de verosimilitud”. La evidencia Bayesiana es considerada una constante de normalización al no depender de Θ . En nuestro caso, para el cálculo de la función de verosimilitud se define en principio el siguiente estadístico:

$$\chi^2 = \sum_{BB'} (\mathcal{C}_{B,D} - \mathcal{C}_{B,\Theta})(V)_{BB'}^{-1} (\mathcal{C}_{B',D} - \mathcal{C}_{B',\Theta}) , \quad (3.6)$$

donde $\mathcal{C}_{B,D}$ representa la potencia medida en la banda B y $\mathcal{C}_{B,\Theta}$ la predicha teóricamente a partir del modelo M con los parámetros Θ , a través de la ecuación (3.4); $V_{BB'}$ representa la matriz de covarianza de las cantidades $\mathcal{C}_{B,D}$, y el sumatorio se extiende a todas las bandas. Para obtener variables distribuidas Gaussianamente a partir de $\mathcal{C}_{B,D}$, efectuamos la transformación $\tilde{\mathcal{C}}_{B,D} = \ln(\mathcal{C}_{B,\Theta} + x_B)$ introducida por Bond et al. (2000). Las variables x_B son derivadas de los datos y están relacionadas con el ruido del espectro de potencias. El estadístico que se utilizará en el análisis será entonces:

$$\chi^2 = \sum_{BB'} (\tilde{\mathcal{C}}_{B,D} - \tilde{\mathcal{C}}_{B,\Theta})(\tilde{V})_{BB'}^{-1} (\tilde{\mathcal{C}}_{B',D} - \tilde{\mathcal{C}}_{B',\Theta}) , \quad (3.7)$$

donde $\tilde{V}_{BB'}$ es la matriz de covarianza de las variables transformadas, y se relaciona con la matriz de covarianza de las variables originales a través de la expresión:

$$\tilde{V}_{BB'}^{-1} = (\mathcal{C}_{B,D} + x_B)(V)_{BB'}^{-1} (\mathcal{C}_{B',D} + x_{B'}) . \quad (3.8)$$

La función de verosimilitud se evalúa entonces según

$$\mathcal{L}(\Theta) \propto |\tilde{V}|^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2}\chi^2} . \quad (3.9)$$

Para muestrear la función de probabilidad final se genera un número determinado de cadenas de Markov, que deben alcanzar el equilibrio después de un cierto tiempo de cálculo. Para construir estas cadenas se utiliza el algoritmo de Metropolis-Hastings, que consiste en definir, a partir de la posición Θ_n de la cadena en el espacio de parámetros en un instante determinado, un candidato Θ' con una función de probabilidad arbitraria $q(\Theta'|\Theta_n)$. A este nuevo punto se le asigna una probabilidad de aceptación

$$\alpha(\Theta'|\Theta_n) = \min \left\{ \frac{P(\Theta'|D, M)q(\Theta_n|\Theta')}{P(\Theta_n|D, M)q(\Theta'|\Theta_n)}, 1 \right\} , \quad (3.10)$$

que es comparada con un número x generado aleatoriamente entre 0 y 1. Si $x < \alpha(\Theta'|\Theta_n)$ entonces el nodo propuesto es aceptado y el siguiente punto en la cadena es entonces $\Theta_{n+1} = \Theta'$. Por el contrario, si $x > \alpha(\Theta'|\Theta_n)$ es rechazado, de manera que la cadena no se desplaza y $\Theta_{n+1} = \Theta_n$. Al final del proceso, la densidad de puntos muestreados en el espacio de parámetros es directamente proporcional a la función de verosimilitud, de manera que a partir de aquí se pueden derivar las estimaciones de los parámetros y los niveles de confianza asociados. La ventaja principal de esta estrategia frente al método anterior, en el que se explora toda la malla definida a partir de la discretización del espacio de parámetros, es que es capaz de obtener resultados de similar precisión con un menor número de evaluaciones de la función de verosimilitud. Sin embargo, es necesario que la densidad de puntos muestreados sea lo suficientemente alta para que la función de probabilidad

obtenida no esté afectada por ruido Poissoniano. Normalmente se necesita un número de muestras del orden de $\sim 3 \times 10^4$.

Esta técnica ha sido implementada por Lewis & Bridle (2002) en el código COSMOMC⁶, y es en la actualidad la más ampliamente utilizada para la estimación de parámetros cosmológicos a partir de datos de FCM. Este paquete ha sido utilizado por ejemplo para la estimación de parámetros derivada de los datos de CBI (Readhead et al., 2004), de la campaña observacional de 2003 de BOOMERANG (MacTavish et al., 2006) o de las observaciones con la configuración extendida de VSA (Slosar et al., 2003; Rebolo et al., 2004). El equipo de WMAP ha desarrollado un código propio (Verde et al., 2003) también basado en el método MCMC, que ha aplicado a los datos de primer (Spergel et al., 2003) y tercer año (Spergel et al., 2006). Aquí utilizaremos la versión de mayo de 2006 de COSMOMC.

3.7.2. Parametrización del modelo cosmológico

Consideraremos un modelo cosmológico Λ CDM, y un Universo dominado por materia bariónica ordinaria, materia oscura y una energía del vacío. Como hemos visto en el apartado 1.2.1, las proporciones relativas de estas componentes se denotan respectivamente como Ω_B , Ω_{CDM} y Ω_Λ . En base a las predicciones derivadas de los modelos inflacionarios y a los resultados de las observaciones (véase por ejemplo Spergel et al. (2003)), supondremos que el Universo es espacialmente plano ($\Omega_K = 0 \Rightarrow \Omega_{\text{TOT}} = 1$). Consideraremos una reionización instantánea definida por una profundidad óptica τ . Supondremos un modelo inflacionario con condiciones iniciales adiabáticas (sin modos de isocurvatura), que es actualmente el que mejor se ajusta a las observaciones (véase por ejemplo Peiris et al. (2003)), y caracterizaremos el espectro inicial de fluctuaciones a través de la ecuación (1.6), despreciando términos de orden superior:

$$P(k) = A_{\text{es}} \left(\frac{k}{k_c} \right)^{n_{\text{es}} - 1}, \quad (3.11)$$

siendo $k_c = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$ y $A_{\text{es}} \equiv P(k_c)$. Como hemos visto, la inflación genera, además de modos escalares, modos tensoriales. Ignoraremos su contribución por ser de pequeña amplitud en comparación con la de los modos escalares (Lyth, 1997). Además, sólo afectarían a los multipolos de menor orden, por lo que para su estudio serían necesarias observaciones de FCM de todo el cielo, como las de COBE o WMAP, o bien información sobre estructura de gran escala.

Un modelo cosmológico de este tipo tiene seis grados de libertad, y puede definirse a través del conjunto de parámetros independientes $\Theta = [\Omega_B h^2, \Omega_{\text{CDM}} h^2, h, \tau, n_{\text{es}}, 10^{10} A_{\text{es}}]$. De estos parámetros, los tres primeros describen el espacio-tiempo del Universo (véase el apartado 1.2.1), el cuarto la reionización (apartado 1.2.4), y el quinto y el sexto el espectro de fluctuaciones primordiales (apartado 1.2.2). Este conjunto fue el utilizado en el apartado 3.1 para generar la figura 3.1. Para optimizar la eficiencia de la estimación de parámetros, y acelerar la convergencia de las cadenas de Markov, es conveniente seleccionar como variables independientes parámetros que tengan efectos ortogonales sobre el espectro de potencias, con el objetivo de evitar posibles degeneraciones. La base anterior es una buena aproximación y por ello, con ligeras variaciones normalmente de carácter biunívoco, o bien añadiendo un parámetro adicional para evitar la restricción de la planitud del Universo, ha sido utilizada en la estimación de parámetros cosmológicos derivada de las observaciones de numerosos experimentos (Netterfield et al., 2002; Stompor et al., 2001; Pryke et al., 2002; Benoît et al., 2003b; Goldstein et al., 2003; Sievers et al., 2003; Readhead et al., 2004; Rubiño-Martín et al., 2003; Slosar et al., 2003; Rebolo et al., 2004; Spergel et al., 2003). Kosowsky et al. (2002) proponen utilizar, en sustitución de la constante de Hubble normalizada h , un parámetro θ que describe la escala angular del primer pico acústico, y que se encuentra menos correlacionado con los demás

⁶<http://cosmologist.info/cosmomc/>

parámetros. Se define como el cociente entre el horizonte comóvil del sonido en la SUD y la distancia angular de la SUD, $\theta = R_s^{\text{SUD}}/D_A^{\text{SUD}}$. Este parámetro, es considerado en la reparametrización que realizan Verde et al. (2003) y en la parametrización de MacTavish et al. (2006), y es incluido por defecto en la parametrización de la versión de mayo de 2006 de COSMOMC. Sobre la base de este conjunto de seis parámetros, $\Theta = [\Omega_B h^2, \Omega_{\text{CDM}} h^2, 100 \theta, \tau, n_{\text{es}}, \ln(10^{10} A_{\text{es}})]$, estudiaremos dos modelos cosmológicos de carácter más general:

- i) Modelo 1. Incluimos, como un nuevo grado de libertad, una componente de materia oscura caliente en forma de neutrinos relativistas. El parámetro correspondiente es la fracción de materia oscura en forma de neutrinos, $f_\nu = \Omega_\nu/\Omega_{\text{DM}}$, donde ahora $\Omega_{\text{DM}} = \Omega_{\text{CDM}} + \Omega_\nu$. Si estas partículas, que tienen un origen primordial y constituyen una de las componentes más abundantes del Universo, tuvieran masa, como parecen indicar los resultados de distintos experimentos sobre neutrinos de origen atmosférico y solar (Ahmad et al., 2002; Fukuda et al., 2002), entonces tendrían una contribución considerable sobre la densidad de energía del Universo, y en consecuencia originarían un efecto observable sobre el espectro de potencias del FCM. La contribución sobre la densidad de energía del Universo se determina a través de un sumatorio sobre las masas de todas las especies de neutrinos:

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\sum m_\nu}{94\text{eV}} . \quad (3.12)$$

La parametrización de este primer modelo es entonces $\Theta_{\text{mod-1}} = [\Omega_B h^2, \Omega_{\text{CDM}} h^2, 100 \theta, \tau, f_\nu, n_{\text{es}}, \ln(10^{10} A_{\text{es}})]$.

- ii) Modelo 2. Añadimos en este caso dos nuevos grados de libertad sobre el modelo 1. Por un lado consideramos, de acuerdo con la teoría inflacionaria, una posible variación con la escala del índice espectral escalar. Parametrizamos este efecto a través del índice espectral variable con la escala $n_{\text{ve}} = \left. \frac{dn_{\text{es}}}{d \ln k} \right|_{k_c}$ (Kosowsky & Turner, 1995), que aparece en el tercer miembro del desarrollo en serie de la ecuación (1.6), de manera que el espectro inicial de fluctuaciones queda expresado como

$$P(k) = A_{\text{es}} \left(\frac{k}{k_c} \right)^{n_{\text{es}} - 1 + \frac{1}{2} n_{\text{ve}} \ln \left(\frac{k}{k_c} \right)} , \quad (3.13)$$

y el índice espectral global es ahora función de la escala,

$$n_{\text{es}}(k) = 1 + \frac{d \ln P}{d \ln k} = n_{\text{es}} + n_{\text{ve}} \ln \left(\frac{k}{k_c} \right) . \quad (3.14)$$

Por otro lado, consideramos como variable independiente el parámetro de la ecuación de estado de la energía oscura, $w = p/\rho$. La explicación a la energía oscura basada en la existencia de una constante cosmológica Λ implica $w = -1$, pero modelos alternativos, como la “quintaesencia” (Ratra & Peebles, 1988; Huey et al., 1999), determinarían un valor distinto a la unidad. La parametrización de este segundo modelo es por lo tanto $\Theta_{\text{mod-2}} = [\Omega_B h^2, \Omega_{\text{CDM}} h^2, 100 \theta, \tau, f_\nu, w, n_{\text{es}}, n_{\text{ve}}, \ln(10^{10} A_{\text{es}})]$.

Para evitar obtener modelos cosmológicos “patológicos”, o derivar parámetros inconsistentes con otras observaciones, es necesario restringir en el análisis los parámetros independientes a valores comprendidos en un intervalo razonable. En la tabla 3.5 se indican las restricciones iniciales consideradas en cada modelo.

Además de estos parámetros considerados como independientes, derivaremos otros que son de interés, como la densidad de energía del vacío (Ω_Λ), la edad del Universo (t_0), la densidad de materia (Ω_M), la varianza de fluctuaciones en esferas de radio $8h^{-1}\text{Mpc}$ (σ_8), el desplazamiento al rojo de la superficie de reionización (z_{re}) o la constante de Hubble (H_0).

Tabla 3.5: Parámetros iniciales utilizados en cada modelo. La notación (a, b) para el parámetro x indica que a éste se le permite tomar valores dentro del intervalo $a \leq x \leq b$, de forma homogénea (con una misma probabilidad dentro del intervalo). En el modelo 1 los parámetros n_{ve} y w permanecen fijados en los valores indicados.

Parámetro	Modelo 1	Modelo 2
$\Omega_B h^2$	(0.005,0.1)	(0.005,0.1)
$\Omega_{CDM} h^2$	(0.01,0.99)	(0.01,0.99)
100θ	(0.5,10)	(0.5,10)
τ	(0.01,0.8)	(0.01,0.8)
f_ν	(0,0.2)	(0,0.2)
w	-1	(-1.5,0)
n_{es}	(0.5,1.5)	(0.5,1.5)
n_{ve}	0	(-0.15,0.15)
$\ln(10^{10} A_{es})$	(2.7,4)	(2.7,4)

3.7.3. Datos de FCM y parámetros iniciales externos

Como consecuencia de las limitaciones en el rango de escalas multipolares, en la resolución $\Delta\ell$ y en la sensibilidad de las observaciones del FCM, normalmente el espectro de potencias obtenido por un solo experimento (véase la figura 3.9) no permite realizar una estimación precisa y simultánea de todos los parámetros cosmológicos que lo definen. Observaciones de todo el cielo como las de WMAP producen los resultados más competitivos (Spergel et al., 2006). Experimentos como BOOMERANG y ARCHEOPS, que también miden el primer y el segundo pico con precisión, permiten obtener estimaciones sólo sobre algunos parámetros individuales (MacTavish et al. (2006) y Benoît et al. (2003b), respectivamente). Otros experimentos, como MAXIMA, DASI, ACBAR, CBI o VSA sólo son competitivos cuando se combinan con otras medidas (Stompor et al. (2001), Pryke et al. (2002), Goldstein et al. (2003), Readhead et al. (2004) y Rebolo et al. (2004), respectivamente). Generalmente no determinan con precisión el primer pico acústico, por lo que necesitan ser combinados con los datos de WMAP. Sin embargo, como proporcionan medidas a mayores ℓ , producen mejoras sustanciales respecto a los resultados obtenidos utilizando sólo WMAP. En el presente estudio hemos utilizado los datos de los experimentos especificados en la tabla 3.6, considerando en cada caso sólo las medidas de potencia dentro de los intervalos multipolares indicados. Las observaciones de VSA descritas en los apartados anteriores, proporcionan medidas a altos ℓ , que son combinadas con las de bajos ℓ de WMAP, BOOMERANG y DASI, y con otras a altos ℓ provenientes de CBI y ACBAR. En el caso de WMAP y BOOMERANG consideramos también las medidas de polarización. Los datos necesarios para construir las funciones de verosimilitud de cada experimento a través de la ecuación (3.9) están incluidos en el paquete COSMOMC, y son: i) la potencia medida en cada banda $\mathcal{C}_{B,D}$ con sus correspondientes errores; ii) la función ventana $W_{\ell B}$ asociada a cada banda; iii) las cantidades x_B utilizadas para transformar las $\mathcal{C}_{B,D}$ en variables Gaussianas; iv) la matriz de covarianza $V_{BB'}$, que expresa la correlación entre las bandas. En el caso de WMAP, la función de verosimilitud se calcula utilizando un código desarrollado por el propio equipo de WMAP⁷. También se consideran las incertidumbres introducidas por los errores en la calibración y en la caracterización del haz de cada instrumento, y posteriormente se realiza una marginalización sobre estos errores, considerándolos como Gaussianos. VSA, CBI y DASI, al ser interferómetros, no tienen errores asociados al haz.

Además de los datos procedentes de observaciones del FCM, consideramos los efectos de otros datos de carácter cosmológico. Esto es útil para eliminar algunas degeneraciones entre parámetros, y para analizar el grado de ajuste del espectro de potencias del FCM al modelo cosmológico inferido

⁷Obtenido de http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/dr2/likelihood_get.cfm

Tabla 3.6: Experimentos cuyos datos han sido considerados en el análisis. Además de los espectros de potencias de temperatura de cada experimento, se han incluido los espectros de potencias derivados por WMAP y BOOMERANG a partir de la correlación entre los valores de temperatura y de los modos E de polarización, y los derivados por BOOMERANG a partir de la autocorrelación de los modos E. Se indica en cada caso el rango de escalas multipolares que cubren las observaciones, y el que ha sido utilizado en el análisis.

Experimento	Intervalo multipolar ^a	Intervalo multipolar utilizado	Referencia
WMAP-3 ^{er} año TT & TE	$2 \leq \ell \leq 1000$	$2 \leq \ell \leq 1000$	Hinshaw et al. (2006)
ACBAR TT	$75 \leq \ell \leq 3000$	$900 \leq \ell \leq 1950$	Kuo et al. (2004)
CBI TT	$50 \leq \ell \leq 3000$	$700 \leq \ell \leq 1760$	Readhead et al. (2004)
BOOMERANG TT	$50 \leq \ell \leq 1500$	$50 \leq \ell \leq 1500$	Jones et al. (2006)
BOOMERANG TE	$50 \leq \ell \leq 1500$	$150 \leq \ell \leq 950$	Piactini et al. (2006)
BOOMERANG EE	$100 \leq \ell \leq 1100$	$100 \leq \ell \leq 1100$	Montroy et al. (2006)
VSA TT	$100 \leq \ell \leq 1700$	$640 \leq \ell \leq 1700$	Dickinson et al. (2004)
DASI TT	$100 \leq \ell \leq 860$	$100 \leq \ell \leq 860$	Halverson et al. (2002)

^a Nótese que estos intervalos multipolares están determinados por las posiciones de los dos intervalos extremos de los agrupamientos que utiliza cada experimento, y no coinciden exactamente con los mostrados en la tabla 3.1, que se refieren al rango de multipolos en los que cada experimento obtiene medidas con alta sensibilidad.

por otro tipo de observaciones. La información externa utilizada es la siguiente:

- i) El catálogo 2dFGRS, obtenido a partir de las observaciones de 221,414 galaxias con medidas de desplazamiento al rojo (Cole et al., 2005). Estos datos proporcionan una medida del espectro de potencias de las fluctuaciones de galaxias (y por lo tanto de materia) en el régimen lineal en escalas de números de onda $0.02 < k/(h \text{ Mpc}^{-1}) < 0.15$. Este espectro de potencias está relacionado con el espectro de fluctuaciones primordiales de distinta manera que los datos de FCM, y por lo tanto proporciona información de utilidad en nuestro análisis. Realizamos un análisis conjunto utilizando este espectro de potencias convolucionado con las funciones ventana correspondientes. Todos estos datos están incluidos en el paquete COSMOMC.
- ii) Las observaciones de supernovas de tipo Ia (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999; Riess et al., 2004). Estos datos son necesarios para eliminar la degeneración en el plano $\Omega_\Lambda - \Omega_M$ (“degeneración geométrica”) que se produce cuando se utilizan únicamente datos de FCM, y por lo tanto permiten determinar la proporción relativa de materia y energía oscura del Universo.

Imponemos además las siguientes restricciones sobre la constante de Hubble y la edad del Universo: $40 < H_0 < 100 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ y $10 < t_0 < 20 \text{ Ga}$.

3.7.4. Resultados

Para cada modelo se han generado siete cadenas de Markov independientes. Esto da lugar a un total de 60,200 y 51,400 muestras aceptadas, respectivamente para los modelos 1 y 2. Los resultados son analizados utilizando el programa GETDIST, que forma parte del paquete COSMOMC estándar. Para obtener estimaciones sobre cada parámetro individualmente se realiza una marginalización, mediante la suma de las muestras contenidas en cada intervalo previamente definido. En la figura 3.10 se representan, mediante líneas continuas, las funciones de probabilidad finales marginalizadas sobre cada parámetro, para los modelos 1 y 2 (líneas roja y azul, respectivamente). Durante la marginalización se pierde información sobre la distribución de probabilidad, de manera que ésta puede tener ciertos rasgos característicos en el espacio N-dimensional que no aparecen en una dimensión (véase el apéndice C de Lewis & Bridle (2002)). Por este motivo, es conveniente comparar el resultado con la función de verosimilitud promediada sobre las muestras, representada

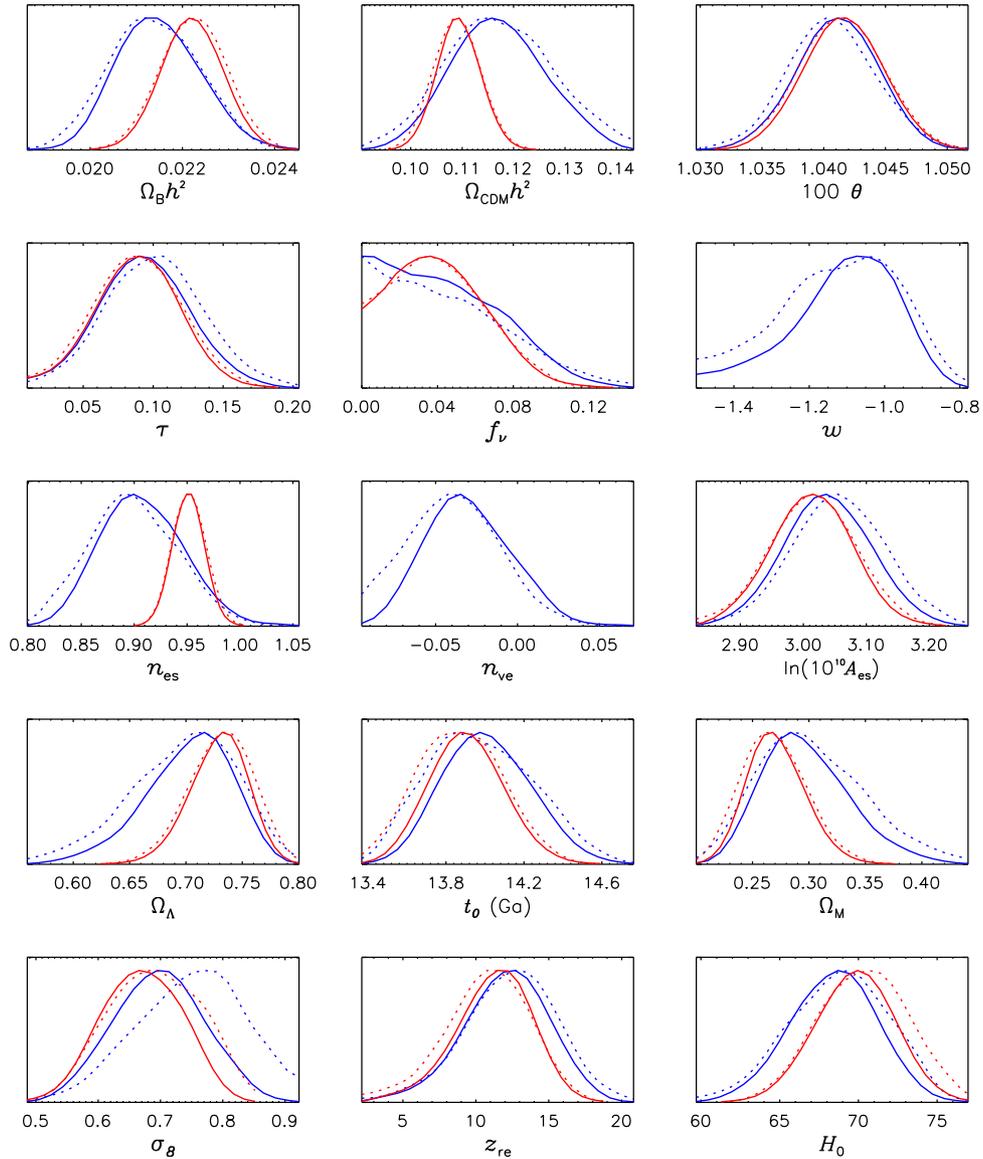


Figura 3.10: Distribuciones de probabilidad para los siete parámetros del modelo 1 (rojo) y para los nueve parámetros del modelo 2 (azul), derivadas de las muestras obtenidas por siete cadenas de Markov en cada caso, y utilizando los datos de los experimentos de FCM especificados en el tabla 3.6, en combinación con los datos de estructura de gran escala del 2dFGRS y de las observaciones de supernovas de tipo Ia (véanse los detalles en el texto del apartado 3.7.3). Los paneles de las tres líneas superiores corresponden a los parámetros independientes, mientras que los paneles de las dos líneas inferiores corresponden a parámetros derivados. Las líneas continuas representan la distribución de probabilidad marginalizada, que es la utilizada para estimar los valores centrales y los intervalos de confianza de cada parámetro, mientras que las líneas discontinuas representan el promedio relativo de la función de verosimilitud de las muestras.

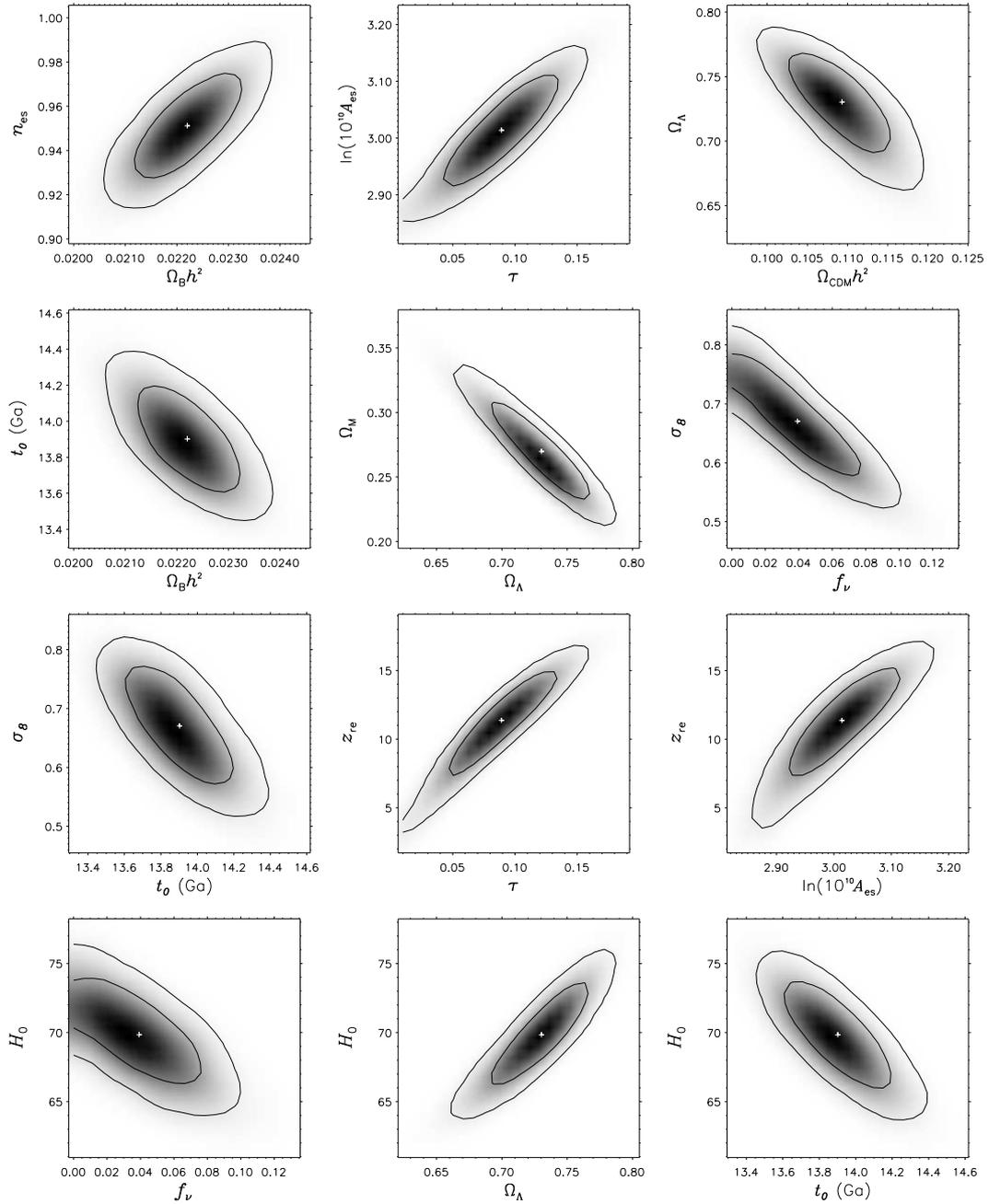


Figura 3.11: Distribuciones de probabilidad marginalizadas sobre dos dimensiones para los parámetros del modelo 1 más correlacionados. Los contornos indican los niveles de confianza del 68 % y 95 %. La cruz indica en cada caso los valores más probables (véase la tabla 3.7) según las distribuciones de probabilidad normalizadas sobre cada parámetro.

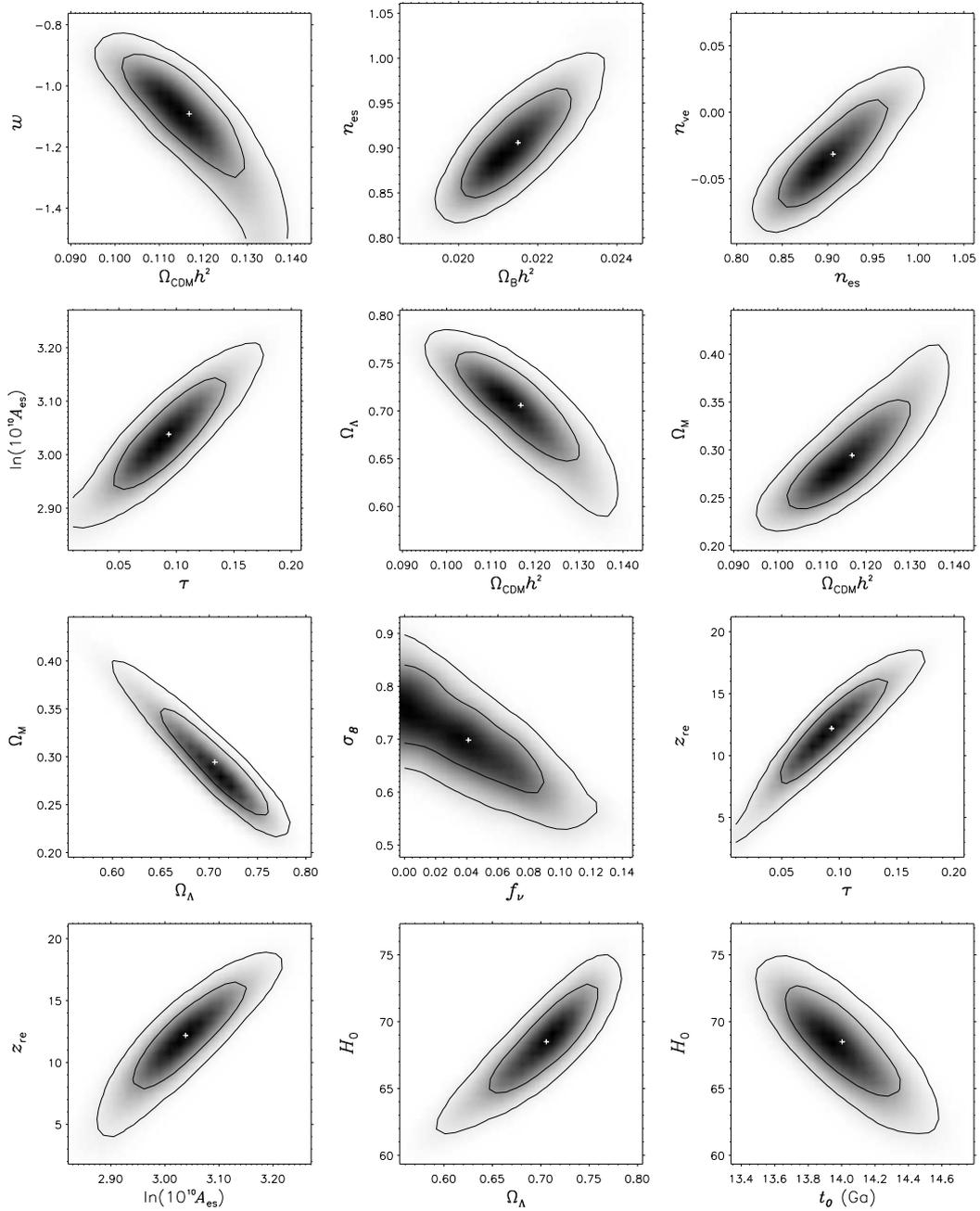


Figura 3.12: Distribuciones de probabilidad para el modelo 2, análogas a las mostradas en la figura 3.11 pero utilizando diferentes parejas de parámetros.

en la figura 3.10 mediante las líneas discontinuas. Las diferencias entre las dos curvas son poco significativas en casi todos los parámetros, lo que indica que en general los resultados son insensibles a la parametrización inicial, en el sentido de que los parámetros quedan restringidos dentro del intervalo considerado inicialmente (valores de la tabla 3.5). Las mayores discrepancias se dan para σ_8 , lo cual es consecuencia de la condición inicial $f_\nu > 0$ (los neutrinos masivos eliminan potencia en pequeñas escalas). En las figuras 3.11 y 3.12, en las que se representa la función de distribución bidimensional marginalizada sobre los parámetros con un mayor grado de correlación en los modelos 1 y 2 respectivamente, se aprecia la correlación entre estos dos parámetros. Especialmente en el modelo 2 la función de probabilidad toma valores altos para valores bajos de f_ν , y las curvas que indican los niveles de confianza del 68 % y del 95 % no se cierran dentro del espacio de parámetros muestreado. El resto de parámetros muestra una degeneración menor; nótese especialmente que ha desaparecido la degeneración geométrica en el plano $\Omega_\Lambda - \Omega_M$, gracias a la inclusión de los datos de supernovas de tipo Ia.

Los límites de confianza de cada parámetro los determinamos a través de los percentiles 15.9, 50.0 y 84.1 de la función de probabilidad acumulada. Por lo tanto, el valor más probable corresponde a la mediana de la función de probabilidad marginalizada sobre una dimensión, y el intervalo de confianza representa una probabilidad del 68.3%. Utilizar la mediana en lugar del valor máximo de la distribución de probabilidad es la técnica más eficiente cuando se analizan resultados de MCMC (Slosar et al., 2003). Además proporciona resultados consistentes cuando se transforman parámetros (por ejemplo, la mediana de $\Omega_B h^2$ es igual a la mediana de Ω_B multiplicada por el cuadrado de la mediana de h), lo que es especialmente ventajoso cuando se consideran modelos que admiten como conjunto básico diversas combinaciones de parámetros. Los resultados para cada parámetro en los dos modelos se muestran en la tabla 3.7. En el caso de f_ν , como las curvas tienen valores no despreciables en el extremo izquierdo ($f_\nu = 0$) del intervalo muestreado, se indica la cota superior con un nivel de confianza del 95.4%.

Tabla 3.7: Valores estimados para los siete parámetros del modelo 1 y para los nueve parámetros del modelo 2, derivados de las distribuciones de probabilidad marginalizadas sobre una dimensión representadas en la figura 3.10. Las barras de error corresponden al 68 % del nivel de confianza, mientras que los límites superiores de f_ν están referidos a un nivel de confianza del 95 %. Los nueve primeros parámetros se han tomado como base de variables independientes en el análisis, y los seis restantes son parámetros derivados.

Parámetro	Modelo 1	Modelo 2
$\Omega_B h^2$	0.022 ± 0.001	0.021 ± 0.001
$\Omega_{\text{CDM}} h^2$	0.109 ± 0.004	$0.117^{+0.010}_{-0.009}$
100θ	1.042 ± 0.003	1.041 ± 0.003
τ	$0.089^{+0.029}_{-0.031}$	$0.093^{+0.033}_{-0.032}$
f_ν	< 0.093	< 0.109
w	-	$-1.09^{+0.12}_{-0.16}$
n_{es}	0.951 ± 0.015	$0.906^{+0.042}_{-0.038}$
n_{ve}	-	$-0.032^{+0.029}_{-0.025}$
$\ln(10^{10} A_{\text{es}})$	$3.01^{+0.06}_{-0.07}$	3.04 ± 0.07
Ω_Λ	$0.73^{+0.02}_{-0.03}$	$0.71^{+0.03}_{-0.04}$
t_0 (Ga)	13.9 ± 0.2	14.0 ± 0.2
Ω_M	$0.27^{+0.03}_{-0.02}$	$0.29^{+0.04}_{-0.03}$
σ_8	0.67 ± 0.07	$0.70^{+0.07}_{-0.08}$
z_{re}	$11.4^{+2.4}_{-2.8}$	$12.2^{+2.8}_{-3.1}$
H_0 (km s ⁻¹ Mpc ⁻¹)	$69.8^{+2.5}_{-2.6}$	$68.5^{+2.7}_{-2.9}$

El valor determinado para la densidad física de bariones es consistente con la estimación de los estudios de nucleosíntesis primordial, $\Omega_B h^2 = 0.020 \pm 0.001$ (Burles, Nollett & Turner, 2001), mientras que el valor obtenido para el índice espectral escalar es significativamente inferior al correspondiente a un espectro Harrison-Zel'dovich ($n_{es} = 1$). La densidad física de materia oscura fría obtenida confirma nuevamente su existencia. El valor inferido para la constante de Hubble está de acuerdo con el derivado por las observaciones del HST, $H_0 = 72 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Freedman et al., 2001). En general nuestros resultados concuerdan con los obtenidos en trabajos similares utilizando datos de FCM. Las estimaciones correspondientes al modelo 1 concuerdan a un nivel de 1σ con los valores derivados por Rebolo et al. (2004) para los seis parámetros de su modelo de Universo plano utilizando los mismos datos de VSA y los datos de WMAP de primer año, junto con parámetros iniciales externos del 2dFGRS, de observaciones de supernovas, y del HST (para la constante de Hubble). Aunque en nuestro caso se considera un parámetro más (f_ν), que introduce degeneraciones sobre el resto, las barras de error son menores, gracias a que utilizamos un conjunto más amplio de datos de FCM, y los datos de WMAP de tercer año, que tienen una sensibilidad mayor que los de primer año. Obtenemos un acuerdo a 1σ , a excepción de $\Omega_{\text{CDM}} h^2$ y σ_8 , con todos los parámetros derivados por MacTavish et al. (2006) utilizando un conjunto de datos de FCM similar (WMAP de primer año, y añadiendo MAXIMA) e información sobre estructura de gran escala (2dFGRS y SDSS), sobre un modelo de seis dimensiones (sin considerar f_ν) y con una parametrización igual a la nuestra. Nuestras barras de error son ligeramente menores. Nuestros resultados para el modelo 1, especialmente en los valores de τ y n_{es} , están también de acuerdo con los de Spergel et al. (2006) utilizando sólo los datos de WMAP de tercer año, lo que indica que los datos de los experimentos de mayor resolución angular son compatibles con los datos de WMAP. Nuestras barras de error son comparables a las suyas, lo que puede ser debido a que, aunque el conjunto de datos utilizado es más extenso, nuestro modelo tiene un parámetro más (f_ν). Nótese sin embargo que en los análisis de Spergel et al. (2006) añadiendo datos de FCM de otros experimentos las barras de error no se modifican notablemente. Éstas sólo disminuyen significativamente cuando se introducen los datos de estructura de gran escala del 2dFGRS.

La cota superior que obtenemos en el modelo 1 para la fracción de materia oscura en forma de neutrinos concuerda con la derivada por Rebolo et al. (2004) en un modelo de siete parámetros utilizando WMAP y VSA, $f_\nu < 0.087$. Si suponemos para los neutrinos tres estados degenerados de igual masa, nuestros valores de f_ν y $\Omega_{\text{CDM}} h^2$ determinan una cota superior $m_\nu < 0.35 \text{ eV}$ (véase la ecuación 3.12).

La inclusión del índice espectral variable con la escala y de la ecuación de estado de la energía oscura en el modelo 2 introduce una mayor degeneración en el resto de parámetros, y de forma general las distribuciones de probabilidad sufren un ensanchamiento y desplazamientos de sus valores máximos, según se aprecia en la figura 3.10. Las diferencias son especialmente notables en los parámetros f_ν y n_{es} (obsérvese la degeneración entre n_{es} y $n_{\nu e}$ en la figura 3.12), mientras que en 100θ y τ éstas son muy pequeñas. En el caso de $\Omega_B h^2$, su distribución de probabilidad se desplaza hacia un valor más próximo al determinado por la nucleosíntesis primordial. En general las barras de error aumentan (consúltese la tabla 3.7), sin embargo las diferencias entre los valores más probables son poco significativas, y sólo en n_{es} superan un nivel de 1σ . En el caso de f_ν , la cota superior es menos restrictiva.

El valor estimado para la ecuación de estado de la energía oscura es compatible con una constante cosmológica ($w = -1$) y está de acuerdo con los resultados de Rebolo et al. (2004). Por otro lado, nuestras estimaciones muestran marginalmente una preferencia por la existencia de un índice espectral variable con la escala $n_{\nu e} < 0$, a un nivel 1.1σ . El valor estimado concuerda con el obtenido por Rebolo et al. (2004) sobre un modelo de doce dimensiones (que se diferencia de nuestro modelo 2, en que se añaden modos tensoriales y se elimina la condición de Universo plano), donde además demuestran que la inclusión de los datos de VSA en el análisis provoca un desplazamiento de este parámetro hacia valores sensiblemente más negativos. Nuestro resultado concuerda también con el derivado a partir de los datos de WMAP de primer año, $n_{\nu e} = -0.031_{-0.018}^{+0.016}$ (Spergel et al., 2003).

No obstante, la inclusión de datos del bosque de Lyman-alfa, así como los datos de WMAP de tercer año, favorecen un resultado sensiblemente más negativo (Spergel et al., 2006).

4

Observaciones con VSA del efecto Sunyaev-Zel'dovich en cúmulos de galaxias

En este capítulo se presentan las observaciones con VSA de los cúmulos de galaxias A399, A401, A478, A1795, A2142, A2244 y Coma. Las medidas del efecto Sunyaev-Zel'dovich (SZ) en estos cúmulos, en forma de decrementos sobre la temperatura promedio del FCM, nos permiten obtener estimaciones sobre algunas propiedades físicas, como sus fracciones de gas y densidades de materia. Para ello es necesario utilizar determinados parámetros característicos de los cúmulos, que son obtenidos a partir de un análisis de las imágenes de rayos-X del satélite ROSAT. Combinando los resultados de este análisis con las medidas del efecto SZ se obtiene una estimación de la constante de Hubble.

En una publicación de la colaboración VSA (Lancaster et al., 2005) se presentaron estas mismas observaciones. El trabajo que se presenta en este capítulo se desarrolló de manera separada e independiente. Los resultados de la reducción de datos fueron comparados y se comprobó que eran compatibles. Los procesos de análisis en uno y otro caso son completamente diferentes. Como veremos, aquí se utilizará una estadística Poissoniana en los ajustes de rayos-X y una estadística Gaussiana en los ajustes de SZ, mientras que en Lancaster et al. (2005) se tomaron de la literatura los resultados de los ajustes de rayos-X y se aplicó una estadística Bayesiana en los ajustes de SZ.

El capítulo comienza con una descripción teórica del efecto SZ con un mayor grado de detalle que la introducida en el capítulo 1, junto con un resumen del estado observacional y una descripción de la importancia de estas medidas, tanto en su aspecto físico como cosmológico. A continuación se expone el análisis de las imágenes de rayos-X de la muestra de cúmulos seleccionada, se describen las observaciones con VSA, la reducción de los datos, la sustracción de fuentes puntuales y la construcción de los mapas. Finalmente, se presentan las estimaciones de las fracciones de gas de los cúmulos, de la densidad de materia y de la constante de Hubble.

4.1. Introducción

A continuación se presentará el formalismo teórico del efecto SZ, se describirá someramente el estado observacional, y se expondrán las principales aplicaciones físicas y cosmológicas que se derivan de su estudio. Estos aspectos se encuentran ampliamente desarrollados en tres artículos de revisión: Rephaeli (1995a), Birkinshaw (1999) y Carlstrom, Holder & Reese (2002).

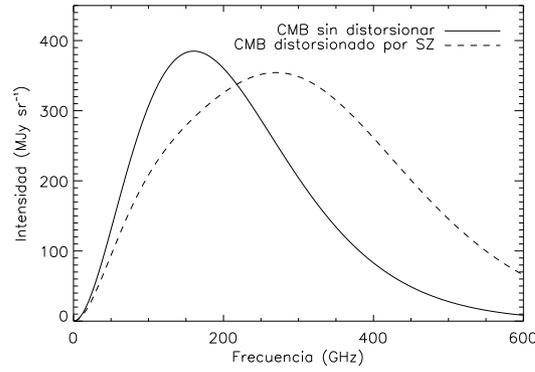


Figura 4.1: Espectro de la radiación del FCM sin distorsionar (línea continua), representado por la ley de Planck para la emisividad de un cuerpo negro a una temperatura de 2.728 K (Fixsen et al., 1996). Y su espectro distorsionado (línea discontinua) por efecto SZ debido a la presencia de un cúmulo de galaxias. Para ilustrar el efecto, se ha considerado un cúmulo 1000 veces más masivo que un cúmulo rico típico (se ha supuesto $y_c=10^{-1}$, mientras que el valor típico en un cúmulo rico es $y_c \sim 10^{-4}$).

4.1.1. Descripción general del efecto SZ

Cuando los fotones de la radiación del FCM atraviesan un gas caliente ($T_e \sim 10$ keV), como el que se localiza en los pozos de potencial de los cúmulos de galaxias (Birkinshaw, Gull & Northover, 1981a), pueden sufrir una dispersión hacia cualquier dirección. Debido a la alta temperatura del gas intracumular, sus electrones en movimiento transmiten energía a los fotones, produciéndose entonces el llamado efecto Compton inverso. La conservación del número de fotones implica un traspaso neto de fotones desde la región de RJ hacia la región de Wien, produciéndose una distorsión espectral de la radiación del FCM como se ilustra en la figura 4.1. Puede verse que la variación en la intensidad es de signo negativo en la región de RJ y positivo a altas frecuencias.

Para determinar la distribución espectral del campo de radiación dispersado, Sunyaev & Zeldovich (1970, 1972) partieron de la aproximación no relativista de Kompaneets (1957), que proporciona la variación en el número de ocupación de los fotones de un campo isótropo de radiación debido a la dispersión Compton provocada por un gas de electrones Maxwelliano:

$$\frac{\partial \bar{n}}{\partial t} = \frac{k_B T_e}{m_e c} \frac{\sigma_T n_e}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(\frac{T_e}{T} \frac{\partial \bar{n}}{\partial x} + \bar{n} + \bar{n}^2 \right) \right], \quad (4.1)$$

donde, al encontrarnos en el límite de Thomson ($h\nu \ll m_e c^2$), la sección eficaz de dispersión que se utiliza es la de Thomson, σ_T , mientras que m_e , n_e y T_e son la masa, la densidad y la temperatura electrónicas, x la frecuencia adimensional (definida en el apartado 2.1.2), y T la temperatura de radiación. En el caso del campo de radiación del FCM, $T_e \sim 10^8$ K \gg T= 2.7 K, de manera que los dos últimos términos del paréntesis son despreciables frente al primero.

Efecto SZ térmico

Considerando un espectro Planckiano para el campo de radiación del FCM, en cuyo caso el número de ocupación puede ser expresado en la forma $\bar{n}(x) = \frac{1}{e^x - 1}$, e integrando a lo largo de la trayectoria de los fotones en el medio denso, se obtiene una expresión para la variación de la intensidad de la forma

$$\Delta I_{tSZ} = I_0 g(x) y_c = \frac{2(k_B T_{\text{FCM}})^3}{(hc)^2} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \left[x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right] \int n_e \frac{k_B T_e}{m_e c^2} \sigma_T dl, \quad (4.2)$$

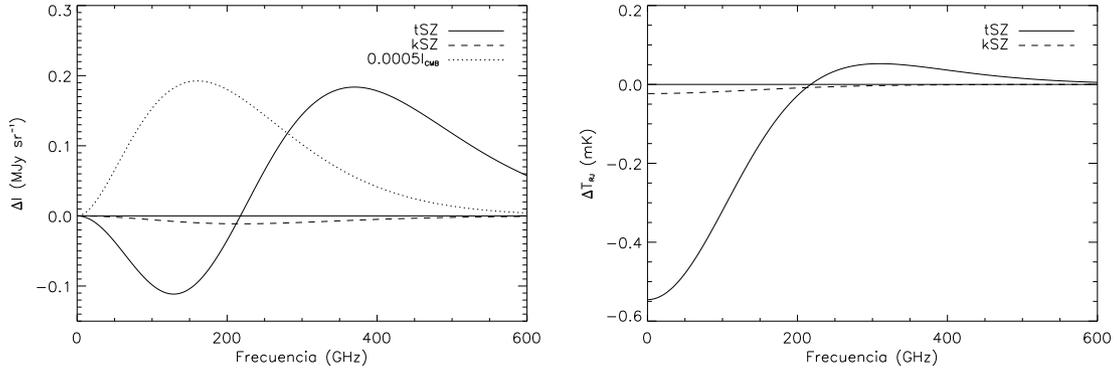


Figura 4.2: Distorsión espectral, en función de la variación de intensidad (izquierda) y de temperatura de brillo (derecha), provocada por los efectos SZ térmico (tSZ; línea continua) y cinético (kSZ; línea discontinua), para un cúmulo de galaxias típico: $T_e=10$ keV, $y_c=10^{-1}$ y $v_{pec}=500$ km s^{-1} . Para ilustrar la magnitud del efecto, en el panel de la izquierda se representa también el espectro del FCM (línea de puntos), según el de un cuerpo negro a una temperatura de 2.728 K (Fixsen et al., 1996), multiplicado por 5×10^{-4} .

donde la función $g(x)$ describe la forma espectral y el parámetro de Comptonización y_c la magnitud de dicha variación. Este parámetro de Comptonización es el producto de la variación de energía del fotón que se produce en un choque típico, $\frac{k_B T_e}{m_e c^2}$, por la profundidad óptica del cúmulo, $\tau_e = \int n_e \sigma_T dl$. Así pues, el efecto SZ es proporcional a la integral de la presión electrónica (producto de la densidad por la temperatura electrónica) a lo largo de la línea de visión. Podemos relacionar la variación de intensidad con la variación de temperatura derivando la expresión de Planck para la intensidad de radiación de cuerpo negro respecto a la temperatura,

$$\frac{\Delta T_{tSZ}}{T_{FCM}} = f(x)y_c = \left[x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right] \int n_e \frac{k_B T_e}{m_e c^2} \sigma_T dl \quad , \quad (4.3)$$

y también podemos expresar el efecto SZ en términos de variación de temperatura de brillo:

$$\left[\frac{\Delta T_{tSZ}}{T_{FCM}} \right]_{RJ} = h(x)y_c = \frac{x^2 e^x}{(e^x - 1)^2} \left[x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right] \int n_e \frac{k_B T_e}{m_e c^2} \sigma_T dl \quad . \quad (4.4)$$

De estas ecuaciones se desprende que el efecto SZ es independiente del desplazamiento al rojo, lo que lo convierte en una herramienta idónea para investigar el Universo lejano. En la figura 4.2 se muestra la dependencia espectral de la variación de intensidad y de la variación de la temperatura de brillo. La variación de intensidad es nula a ≈ 218 GHz, negativa por debajo de esa frecuencia, y positiva a frecuencias mayores. El decremento de intensidad es máximo en ≈ 129 GHz, mientras que el incremento alcanza su máximo a una frecuencia ≈ 372 GHz.

Efecto SZ cinético

Además de una componente térmica (tSZ), debida a la agitación térmica de los electrones dentro del gas, en el efecto SZ podemos distinguir, como se indicó en el capítulo 1, una componente cinética (kSZ), debida a la dispersión Compton inversa de los fotones del FCM producida por los electrones cuando su movimiento está asociado al desplazamiento del cúmulo en el que se encuentran con respecto al sistema de referencia en el que la radiación del FCM es isótropa a gran escala. Las expresiones correspondientes a la variación de intensidad, de temperatura termodinámica y de temperatura de brillo provocada por el efecto SZ cinético son las siguientes:

$$\Delta I_{kSZ} = -\frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{x e^x}{(e^x - 1)^2} \int n_e \sigma_T dl \left(\frac{v_{pec}}{c} \right) \quad , \quad (4.5)$$

$$\frac{\Delta T_{\text{kSZ}}}{T_{\text{FCM}}} = - \int n_e \sigma_T dl \left(\frac{v_{\text{pec}}}{c} \right) , \quad (4.6)$$

$$\left[\frac{\Delta T_{\text{kSZ}}}{T_{\text{FCM}}} \right]_{\text{RJ}} = - \frac{x e^x}{(e^x - 1)^2} \int n_e \sigma_T dl \left(\frac{v_{\text{pec}}}{c} \right) , \quad (4.7)$$

donde v_{pec} es la velocidad peculiar del cúmulo, respecto al sistema de referencia en el que la radiación del FCM es isotrópica, en la dirección de la línea de visión. En este caso la variación de temperatura es independiente de la frecuencia (ecuación 4.6), y es positiva cuando el cúmulo se acerca al observador y negativa en caso contrario. Como puede apreciarse en la figura 4.2, en un cúmulo típico el efecto cinético es un orden de magnitud menor que el térmico, por lo que queda enmascarado por éste. Para separar ambas componentes es necesario disponer de medidas precisas a distintas frecuencias. La sensibilidad de los instrumentos actuales sólo ha permitido obtener estimaciones marginales (Holzapfel et al., 1997b).

Polarización

La dispersión de la radiación producida en cúmulos de galaxias puede afectar también a su estado de polarización, mediante diversos mecanismos que generan señales proporcionales a potencias de v_{pec}/c y τ_e . Estos fenómenos fueron estudiados por Sunyaev & Zel'dovich (1980) en la región de RJ, mientras que Sazonov & Sunyaev (1999) ampliaron el análisis mediante el estudio de su dependencia espectral. El término más simple está asociado a múltiples procesos dispersivos en el cúmulo, que sucesivamente producen la Comptonización de la radiación y su polarización, con un valor máximo $0.025 \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right) \tau_e^2 \times T_{\text{FCM}}$. Este efecto, en combinación con la medida de tSZ (véase la ecuación 4.2), podría ser utilizado para separar T_e y τ_e . Sin embargo, en los cúmulos de galaxias más ricos ($\tau_e \sim 0.01$) es del orden $\sim 0.1 \mu\text{K}$, y por lo tanto indetectable con los instrumentos actuales. Por otro lado, el movimiento transversal de los cúmulos introduce otros términos de menor orden. Las dos contribuciones más intensas en este caso tienen valores $0.1 \tau_e (v_{\text{pec-t}}/c)^2 \times T_{\text{FCM}}$ y $0.025 \tau_e^2 (v_{\text{pec-t}}/c)$, y son debidas respectivamente a dispersiones individuales de la componente cuadrupolar y a dispersiones múltiples de la componente dipolar del campo de radiación. En un cúmulo rico con una velocidad peculiar transversal $v_{\text{pec-t}} \sim 500 \text{ km s}^{-1}$ estas contribuciones son del orden $\sim 0.01 \mu\text{K}$, y por lo tanto indetectables actualmente.

Correcciones relativistas

La aproximación de Kompaneets es válida en la región de RJ y para temperaturas electrónicas moderadas ($\lesssim 10 \text{ keV}$) en las que los electrones tienen velocidades no relativistas. Sin embargo, fuera de estas condiciones, un cálculo más preciso requeriría usar la expresión completa para la probabilidad de dispersión y la forma relativista para la distribución de velocidades de los electrones. Rephaeli (1995b) calculó una desviación respecto a la aproximación no relativista mayor del 20% para una temperatura de 10 keV para $202 < \nu < 287 \text{ GHz}$ y $\nu > 567 \text{ GHz}$. Para una temperatura de 15 keV la corrección relativista es mayor del 20% para frecuencias $202 < \nu < 348 \text{ GHz}$ y $\nu > 550 \text{ GHz}$. Más recientemente, otros autores han presentado estudios similares (Challinor & Lasenby, 1998; Itoh et al., 1998). En la frecuencia de VSA (33 GHz) la corrección relativista resulta despreciable.

4.1.2. Estado observacional del efecto SZ

Desde la publicación de su artículo seminal en 1970 (Sunyaev & Zeldovich, 1970), se realizaron numerosas observaciones de cúmulos de galaxias destinadas a obtener la primera detección de efecto SZ. La calidad de los instrumentos y las técnicas observacionales utilizadas sólo permitieron imponer cotas superiores o detecciones muy marginales. Pero en la década pasada el incremento en la sensibilidad de los instrumentos y la minimización de los errores sistemáticos permitieron detecciones cada

vez más precisas. Junto con la sensibilidad, el factor más importante en el diseño de un instrumento para la medida de SZ es su resolución angular. A este respecto hay que tomar en consideración que el núcleo de un cúmulo de galaxias situado en un desplazamiento al rojo intermedio $z \sim 0.07$ subtiende típicamente un ángulo entre $1'$ y $4'$.

A continuación, tras exponer las principales fuentes de contaminación, se describirán someramente las observaciones que se han llevado a cabo con las tres técnicas habituales, así como los experimentos que han sido (o serán) utilizados para ello.

Contaminantes de las observaciones de SZ

Como se ha indicado en el apartado 1.3.4, las radiofuentes puntuales constituyen el contaminante más importante de las observaciones de FCM en escalas angulares pequeñas, y por lo tanto de las observaciones de efecto SZ. Son especialmente perjudiciales en la región de RJ, como es el caso de las observaciones con VSA. Aunque existen extensos catálogos a baja frecuencia, es conveniente disponer de instrumentación adicional para monitorizarlas. Otro contaminante de las observaciones de SZ son las propias anisotropías primarias del FCM, especialmente en instrumentos como VSA, cuya resolución angular permite acceder sólo a cúmulos cercanos que subtienden ángulos de algunos minutos de arco. Como veremos, en nuestras observaciones, tras haber eliminado el efecto de las radiofuentes más brillantes, las anisotropías primarias del FCM son el contaminante más importante y aumentan significativamente la barra de error de las medidas. Gracias a que, según se indicó en el apartado 1.3.3, las anisotropías primarias sufren una atenuación en escalas angulares pequeñas ($\ell \gtrsim 900$), en otros experimentos de mayor resolución angular, dedicados a la observación de cúmulos más lejanos, su incidencia es mucho menor. Aprovechando la dependencia con la frecuencia del efecto SZ, es posible realizar una separación espectral de las anisotropías primarias del FCM, y de ahí la importancia de los instrumentos con canales en distintas frecuencias. Por otro lado, aunque no en el caso de VSA, en frecuencias cercanas al nulo del SZ y mayores se debe tener en cuenta también la emisión de polvo, que aumenta exponencialmente con la frecuencia (véase el apartado 1.3.4). Normalmente, en las escalas angulares y de frecuencia de interés para el efecto SZ, la emisión de polvo galáctico es poco significativa, siendo más crítica la procedente de fuentes extragalácticas.

Radiómetros en telescopios de antena única

Este tipo de radiotelescopios, equipados con amplificadores FET o HEMT y receptores de tipo heterodino, sensibles en el rango centimétrico y en escalas angulares de algunos minutos de arco, aunque diseñados para otros fines, fueron los primeros que se utilizaron para intentar detecciones SZ. El principal problema de estos sistemas es la eliminación de la fluctuación atmosférica, para lo cual se desarrollaron diversas técnicas: *beam switching*, *drift scanning*, *on the fly* y *position switching*. En la tabla 4.1 se muestran los principales instrumentos de este tipo que han sido utilizados para realizar observaciones en la región de RJ ($\nu \lesssim 30$ GHz) de cúmulos con una alta luminosidad de rayos-X en busca de señales SZ. A pesar de los elevados errores sistemáticos de distinto tipo, de las incertidumbres de calibración y de la contaminación introducida por las fuentes puntuales, algunas de las primeras observaciones originaron detecciones tentativas en cúmulos de galaxias como A2218, Coma, A576 o Cl 0016+16 (Gull & Northover, 1976; Lake & Partridge, 1977; Birkinshaw, Gull & Northover, 1981a; Birkinshaw et al., 1981b). Sin embargo, observaciones posteriores no encontraron detecciones significativas en estos mismos cúmulos, poniendo en duda esos resultados (Rudnick, 1978; Lake & Partridge, 1980; Lasenby & Davies, 1983; Andernach et al., 1983). El radiotelescopio OVRO-5.5m, más adecuado dado el tamaño de su haz (FWHM= $7'.3$) para la observación de cúmulos de galaxias cercanos, detectó una clara señal SZ procedente de Coma a un nivel de $5\sigma_n$ (Herbig et al., 1995). Más recientemente, mediante observaciones con este mismo telescopio, se han obtenido medidas de alta significación ($\approx 10\sigma_n$) en otros cúmulos de galaxias (Myers et al., 1997).

Tabla 4.1: Principales telescopios de antena única equipados con radiómetros que han sido utilizados para observaciones de cúmulos de galaxias en busca de detecciones de efecto SZ. Se indican en cada caso sus características principales: diámetro, frecuencia de observación, ancho de banda espectral, resolución angular y temperatura de sistema. La referencia bibliográfica indicada en la última columna corresponde a la primera vez que fue utilizado el experimento en este tipo de observaciones. En el apéndice A se especifican las direcciones de internet de estos experimentos, donde se puede ampliar esta información.

Telescopio	d (m)	ν (GHz)	$\Delta\nu$ (GHz)	FWHM (minarc)	T_{sis} (K)	Referencia ^a
Chilbolton	25	10.6	0.2	4.5	280	Gull & Northover (1976)
NRAO	11 ^b	33.3	1.0	3.6	560	Lake & Partridge (1977)
"	42	15.0	0.4	2.2	130	Rudnick (1978)
Mk II	38.1 × 25.3	5.0	0.3	8 × 10	50	Lasenby & Davies (1983)
Effelsberg	100	4.75	0.5	2.5	65	Andernach et al. (1983)
"	"	10.7	0.2	1.2	80	"
OVRO	40	10.7	0.4	3.3	150	Birkinshaw et al. (1981b)
"	5.5	32	5.7	7.3	55 y 33	Herbig et al. (1995)
Nobeyama	45	36	0.7	0.8	180-210	Tsuboi et al. (1998)

^a Nótese que aunque se indica sólo una referencia, la mayoría de estos telescopios han sido utilizados en otras ocasiones para este tipo de observaciones, y en algunos casos modificando ciertas características, como la frecuencia de observación. Los valores mostrados corresponden a los de la referencia indicada.

^b En la actualidad NRAO-12m.

Bolómetros en telescopios de antena única

Los bolómetros son sistemas incoherentes, es decir no preservan la fase de la radiación como los radiómetros, pero tienen la ventaja de poseer una sensibilidad mucho mayor, sobre todo en frecuencias por encima de ~ 100 GHz, donde los sistemas heterodinos son muy ruidosos. Estos instrumentos permitieron realizar por primera vez observaciones en el rango milimétrico, y por lo tanto explorar la región espectral en la que el efecto SZ se manifiesta como incrementos sobre el nivel de flujo promedio del FCM ($\nu \gtrsim 218$ GHz). Al permitir medidas en un amplio rango espectral, son atractivos para intentar la separación de las componentes térmica y cinética. Los mejores sistemas consisten en un conjunto de detectores bolométricos localizados en el plano focal del radiotelescopio, lo que permite extender el campo de visión y además operar en distintas bandas simultáneamente. Por contra, su alta sensibilidad provoca que el ruido atmosférico sea más crítico, de forma que ha sido necesario optimizar las técnicas para la minimización de esta contaminación, y además estos experimentos han sido preferentemente instalados en lugares como Mauna Kea o la Antártida, o en globos estratosféricos. En la tabla 4.2 se indican los principales sistemas receptores de este tipo que han sido utilizados en medidas de SZ, junto con los telescopios en los que han sido instalados y sus características principales. El experimento SuZIE fue diseñado explícitamente para la medida del efecto SZ, y está dotado de tres canales de observación con frecuencias respectivas próximas al mínimo, al cero y al máximo de intensidad del SZ, lo que ha permitido reproducir su comportamiento espectral en varios cúmulos (Holzapfel et al., 1997b; Mauskopf et al., 2000; Benson et al., 2003). El telescopio MITO posee frecuencias de observación similares y ha reproducido también el espectro del efecto SZ en el cúmulo de Coma (De Petris et al., 2002), el más apropiado para su resolución angular.

Los cuatro últimos experimentos de la tabla 4.2 poseen características diferentes, especialmente un mayor número de receptores, lo que les confiere un mayor campo de visión (por ejemplo, en SPT, del orden de 1°). Serán dedicados a realizar rastreos de grandes regiones de cielo (de ~ 200 grad² y ~ 4000 grad², respectivamente ACT y SPT) en busca de señales SZ procedentes de cúmulos lejanos desconocidos. Este tipo de estudios tiene gran importancia en cosmología, como se verá en el apartado 4.1.3. De estos experimentos, BOLOCAM y APEX son multidisciplinarios y se encuentran realizando medidas, mientras que ACT y SPT, que serán dedicados exclusivamente a estudios de FCM y en concreto a la búsqueda de cúmulos de galaxias, están en fase de desarrollo.

Tabla 4.2: Principales receptores bolométricos que han sido utilizados (o que han sido diseñados) en observaciones de cúmulos de galaxias en busca de detecciones de efecto SZ. Se indican en cada caso el telescopio en el que han sido instalados, y sus características principales: número de bolómetros, frecuencia de observación, ancho de banda espectral y resolución angular. La referencia bibliográfica indicada en la última columna corresponde a la primera vez que fue utilizado el experimento en este tipo de observaciones. Los cuatro últimos experimentos son de nueva generación, y en estos casos la referencia bibliográfica indicada corresponde a una descripción de los mismos. En el apéndice A se especifican sus direcciones de internet, donde se puede ampliar esta información.

Nombre genérico	Telescopio	N_{bol}	ν (GHz)	$\Delta\nu$ (GHz)	FWHM (minarc)	Referencia
-	IRTF-3.0m	4	90-300	-	5	Meyer et al. (1983)
-	UKIRT-3.8m	1	261	80	1.9	Chase et al. (1987)
-	SEST-15m	2	150 y 250	42 y 73	0.77 y 0.73	Andreani et al. (1996)
SuZIE	CSO-10.4m	2×3	142, 217 y 269	13, 15 y 26	1.7	Holzappel et al. (1997b) ^a
-	MSAM1 ^b	4	165, 290, 486, y 672	37, 64, 54 y 36	28	Silverberg et al. (1997)
Diabolo	IRAM-30m	6	143 y 250	-	0.38	Pointecouteau et al. (1999) ^c
FotoMITO	MITO-2.6m	4	143, 214, 272 y 353	15, 15, 16 y 13	17	De Petris et al. (2002)
BOLOCAM	CSO-10.4m	144	140 y 275	18 y 44	0.5 y 1.0	Haig et al. (2004)
-	APEX-12m	330	150	-	0.67	Schwan et al. (2003)
MBAC	ACT-6m	$3 \times 32 \times 32$	145, 225 y 265	25-30	1.7, 1.1 y 0.93	Kosowsky (2003)
-	SPT-10m	330	95, 150, 219, 274 y 345	24, 38, 35, 67 y 27	1.58, 1.00, 0.69 0.56 y 0.44	Ruhl et al. (2004)

^a Las características mostradas corresponden a SuZIE I. Anteriormente este mismo instrumento fue utilizado para medir SZ, pero utilizando sólo el canal de más baja frecuencia (Wilbanks et al., 1994; Holzappel et al., 1997a). Posteriormente ha sido utilizado en la configuración SuZIE II (Mauskopf et al., 2000; Benson et al., 2003), con 12 bolómetros y desplazando el canal de más alta frecuencia a 355 GHz. Actualmente, se encuentra en fase de desarrollo SuZIE III.

^b Globo estratosférico.

^c Este mismo instrumento fue utilizado con anterioridad para medir SZ, pero con un menor número de bolómetros y una resolución angular de $0'.50$ (Desert et al., 1998).

Interferómetros

Como se ha visto en el apartado 2.1, los interferómetros son sensibles en un rango determinado de escalas angulares y logran imágenes con resoluciones angulares mucho mayores que las que proporciona una antena simple. Por ello permiten obtener información de los núcleos de los cúmulos de galaxias y realizar comparaciones con las imágenes de rayos-X. Además, permiten un mayor control sobre algunos errores sistemáticos. Al contar con diferentes longitudes de líneas de base, es posible utilizar sólo las mayores para visualizar las fuentes puntuales y sustraerlas de los mapas. Estas ventajas han hecho que hasta la actualidad el mayor número de detecciones de efecto SZ ha sido llevado a cabo mediante interferometría. Los principales inconvenientes son los efectos espurios que introduce la convolución con el haz sintetizado, y el acoplamiento que se produce entre las antenas cuando éstas se sitúan muy próximas, el pequeño ancho de banda, y sobre todo su baja sensibilidad, lo que hace que se requieran tiempos de observación elevados para obtener un nivel de ruido aceptable. Por otro lado, el pequeño tamaño del haz sintetizado ($\lesssim 1'$) de los interferómetros diseñados para otro tipo de estudios que requieren una elevada resolución angular, aunque sería una ventaja en la observación de cúmulos lejanos, es un inconveniente en la observación de los cúmulos cercanos conocidos (en su mayoría, $z \lesssim 0.3$), que subtienden ángulos típicamente $\gtrsim 1'$.

En la tabla 4.3 se muestran los principales interferómetros que han sido utilizados en medidas de SZ, junto con sus principales características. El primero fue VLA, con poco éxito precisamente debido a excesiva resolución angular. El primer interferómetro en lograr una detección significativa fue el RT, en A2218 (Jones et al., 1993). Aunque la resolución angular indicada en la tabla 4.3 es excesivamente pequeña, mediante la utilización sólo de las líneas de base más cortas (de 18 m de longitud) lograron un haz sintetizado de $\text{FWHM}_{\text{HS}} \approx 2'$ que les permitió visualizar un decremento

Tabla 4.3: Principales interferómetros que han sido utilizados (o que han sido diseñados) en observaciones de cúmulos de galaxias en busca de detecciones de efecto SZ. Se indican en cada caso sus características principales: número de antenas, diámetro de cada antena, frecuencia de observación, ancho de banda espectral, resolución angular (determinada por la FWHM del haz sintetizado) y campo de visión (determinado por la FWHM del haz primario). La referencia bibliográfica indicada en la última columna corresponde a la primera vez que fue utilizado el interferómetro en este tipo de observaciones, salvo en el caso de los cuatro últimos, en los que la referencia corresponde a una descripción del experimento. Nótese que, por lo general, estos interferómetros permiten diversas configuraciones gracias al desplazamiento de las antenas, obteniéndose diferentes resoluciones angulares. Asimismo, aunque se indica el número de antenas de que dispone cada uno de ellos, por lo general en las observaciones no se han utilizado todas ellas ni todas las líneas de base. Por este motivo, el tamaño del haz sintetizado especificado es orientativo, igual que la frecuencia de observación, puesto que en muchos casos el receptor tiene varios canales en un rango de frecuencias determinado. Estos detalles pueden consultarse en las referencias indicadas. En el apéndice A se especifican las direcciones de internet de estos experimentos, donde se puede ampliar esta información.

Interferómetro	N_{ant}	d (m)	ν (GHz)	$\Delta\nu$ (GHz)	FWHM _{HS} (minarc)	FWHM _{HP} (minarc)	Referencia
VLA	27	25	4.83 y 4.88	0.05	0.28	9	Partridge et al. (1987)
RT	8	13	15	0.35	0.50×0.56	6	Jones et al. (1993)
ATCA	6	22	8.7	0.1	1.4×8.1	5	Liang & Ekers (1995)
OVRO ^a	6	10.4	28.7	1	~0.38-0.82	4	Carlstrom et al. (1996)
BIMA ^b	10	6.1	28.5	0.8	1.3×1.7 ^c	6.6	Reese et al. (2000)
CBI	13	0.9	31	1	≈5	45	Udomprasert et al. (2004)
AMI ^d	10	3.7	15.75	4.5	2.4×3.3	20	Jones (2002)
SZA	8	3.5	30 y 90	8	~2	11 y 4	Mohr et al. (2002)
AMiBA	19	0.3 y 1.2	95	20	≈2	44 y 11	Lo (2002)
CARMA ^e	15	10.4 y 6.1	115, 230 y 345	4	~0.002-0.1	~0.3-1.8	Mundy & Scott (2000)

^a *Owens Valley millimeter array.*

^b *BIMA millimeter array.*

^c Utilizando un filtrado Gaussiano de FWHM= 1 kλ sobre las líneas de base.

^d Las características mostradas corresponden a las observaciones con el *Small Array* presentadas en Ami Collaboration et al. (2006). En las observaciones con AMI será utilizado también el *Large Array*, constituido por el RT en una configuración determinada, para la medida de las radiofuentes.

^e Se encuentra formado por las seis antenas de OVRO y nueve antenas de BIMA, colocadas en el mismo lugar. En el futuro se añadirán las ocho antenas de SZA.

a un nivel de $5\sigma_n$. Posteriormente, han sido publicadas detecciones en otros ≈ 7 cúmulos mediante este experimento (véase por ejemplo Grainge et al. (2002a) o Jones et al. (2005)). Por otro lado, los interferómetros de OVRO y BIMA fueron equipados con un mismo tipo de detectores y han realizado de manera independiente observaciones sobre un gran número de cúmulos. Esta colaboración ha publicado detecciones sobre ≈ 43 cúmulos de galaxias (véanse por ejemplo Grego et al. (2001) y Reese et al. (2002), donde se han publicado las muestras más grandes), distribuidos en un amplio intervalo de desplazamientos al rojo ($0.14 \leq z \leq 0.89$), lo que ha puesto de manifiesto que el efecto SZ se produce con igual intensidad en cúmulos lejanos (véase la figura 3 de Carlstrom et al. (2000)). El interferómetro CBI, diseñado para estudiar las anisotropías primarias del FCM, y de características similares a VSA, también ha realizado observaciones sobre una muestra de siete cúmulos más cercanos, en cinco de los cuales se ha detectado decrementos SZ a un nivel superior a $3\sigma_n$ (Udomprasert et al., 2004).

Los cuatro últimos interferómetros de la tabla 4.3 son de nueva generación y, especialmente los tres primeros, serán dedicados a ejecutar rastreos de grandes regiones de cielo (del orden de 100 grad^2). En este tipo de estudios están limitados, frente a los experimentos bolométricos como ACT y SPT mencionados anteriormente, por su menor sensibilidad y por lo tanto la necesidad de un mayor tiempo de observación, pero por contra permitirán obtener imágenes con un mayor grado de detalle. Por ejemplo SZA observará una región de 12 grad^2 con su canal de 30 GHz, mientras que el

canal de 90 GHz realizará observaciones de mayor resolución angular sobre los cúmulos detectados en ese rastreo. En el futuro las antenas de SZA se integrarán en el interferómetro CARMA, que a su vez está constituido inicialmente por las seis antenas de OVRO y nueve de las de BIMA. El interferómetro AMI ha publicado recientemente sus primeras observaciones centradas en el cúmulo A1914 (Ami Collaboration et al., 2006).

4.1.3. Interés físico y cosmológico del efecto SZ

El hecho de que las propiedades de la radiación del FCM sean afectadas por la dispersión de sus fotones en el medio intracumular, provocando una variación positiva (o negativa) de intensidad, hace que los cúmulos puedan ser considerados como fuentes de emisión (o absorción) en el rango radio o submilimétrico. Además, la independencia con el desplazamiento al rojo convierte al efecto SZ en una importante herramienta desde el punto de vista cosmológico y del estudio de la evolución de cúmulos. Su aplicabilidad se incrementa cuando se combina con medidas de rayos-X. A continuación se describen algunas de las aplicaciones más importantes del efecto SZ:

Propiedades del gas intracumular

De forma general, la escasa resolución angular de las imágenes de SZ no permite determinar con precisión los parámetros que caracterizan la morfología de los cúmulos de galaxias. Para este fin se suele recurrir a imágenes de rayos-X, que tienen una mayor resolución angular y sensibilidad. No obstante, la diferente dependencia de la emisión de rayos-X y del efecto SZ con los parámetros característicos de los cúmulos de galaxias hace que las imágenes de SZ proporcionen una información complementaria a la que se extrae de las imágenes de rayos-X.

La luminosidad bolométrica producida por un gas de electrones y protones a través de emisión *bremsstrahlung* es (Rybicki & Lightman, 1979)

$$L_X = W \int n_e n_p T_e^{1/2} \bar{g}(T_e) dV , \quad (4.8)$$

donde

$$W = \left(\frac{2\pi k_B}{3m_e} \right)^{1/2} \frac{2^5 \pi e^6}{3hm_e c^3} , \quad (4.9)$$

$\bar{g}(T_e)$ es el factor de Gaunt promedio y e es la carga del electrón. Si se considera una proporción fija entre las densidades protónica y electrónica, n_p/n_e , el flujo bolométrico proveniente de un cúmulo situado en un desplazamiento al rojo z es

$$S_X = \frac{W n_p/n_e}{4\pi D_L^2(z)} \int n_e^2 T_e^{1/2} \bar{g}(T_e) dV , \quad (4.10)$$

siendo D_L su distancia de luminosidad. Por lo tanto, el flujo de rayos-X de un cúmulo es directamente proporcional a $n_e^2 T_e^{1/2}$, mientras que el efecto SZ es proporcional a $n_e T_e$ (ecuación 4.2). De esta manera, las diferencias entre los perfiles de emisividad de rayos-X y del efecto SZ proporcionan importante información acerca de la temperatura y de la densidad del gas intracumular. Aunque los avances en la instrumentación de los satélites de rayos-X tales como ASCA, que son capaces de hacer espectroscopia, permiten determinaciones de la temperatura mucho más precisas, el SZ sigue siendo importante en la caracterización de las regiones externas de los cúmulos, gracias a que éste es mucho más extendido que la emisión de rayos-X. El conocimiento de la distribución de gas en regiones externas es importante porque permite investigar el grado de inhomogeneidad y la no esfericidad.

Determinación de distancias y de H_0

Al poco tiempo de postularse el efecto SZ, Cavaliere, Danese & de Zotti (1979) propusieron medir distancias a cúmulos mediante la combinación de medidas de SZ y de rayos-X. El método se basa en la diferente dependencia funcional del efecto SZ y de la emisión de rayos-X con la densidad electrónica. Si se supone que el perfil de densidad electrónica viene dado por un modelo β (Cavaliere & Fusco-Femiano, 1976),

$$n_e(r) = n_{e0} \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2}, \quad (4.11)$$

donde n_{e0} es la densidad electrónica central, r_c es el radio del núcleo del cúmulo y el exponente β es típicamente del orden 0.5-0.8, se considera que el cúmulo es isotérmico, y se integra la ecuación (4.3) a lo largo de la línea de visión, se obtiene la siguiente expresión para el decremento/incremento SZ de temperatura central:

$$\Delta T_0 = T_{\text{FCM}} f(x) \frac{2k_B}{m_e c^2} \sigma_T T_e n_{e0} r_c I_{\text{SZ}}(\beta), \quad (4.12)$$

donde

$$I_{\text{SZ}}(\beta) \equiv \int_0^\infty (1 + \xi^2)^{-3\beta/2} d\xi = \frac{\pi^{1/2} \Gamma(3\beta/2 - 1/2)}{2\Gamma(3\beta/2)}. \quad (4.13)$$

Análogamente, si se integra la ecuación (4.10) a lo largo de la línea de visión, se obtiene la siguiente expresión para el flujo bolométrico por unidad de superficie del emisor (brillo superficial) proveniente del centro del cúmulo:

$$S_{X0} = \frac{W T_e^{1/2} \bar{g}(T_e) n_p}{2\pi(1+z)^4} \frac{n_p}{n_e} r_c n_{e0}^2 I_X(\beta), \quad (4.14)$$

donde

$$I_X(\beta) \equiv \int_0^\infty (1 + \xi^2)^{-3\beta} d\xi = \frac{\pi^{1/2} \Gamma(3\beta - 1/2)}{2\Gamma(3\beta)}, \quad (4.15)$$

y se ha tenido en cuenta la relación entre la distancia de luminosidad y la distancia angular, $D_L = D_A(1+z)^2$ (Carroll, Press & Turner, 1992), para pasar de flujo (en unidades de $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$) a flujo por unidad de ángulo sólido del emisor (en unidades de $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$). Eliminando la densidad electrónica central n_{e0} entre las ecuaciones (4.12) y (4.14), y sustituyendo el radio del núcleo por su extensión angular, $r_c = D_A \theta_c$, se obtiene finalmente la expresión que permite calcular la distancia angular a través de la combinación de medidas de SZ y de rayos-X:

$$D_A = \frac{(\Delta T_0)^2}{S_{X0}} \left(\frac{m_e c^2}{k_B T_e} \right)^2 \frac{W T_e^{1/2} \bar{g}(T_e) n_p / n_e}{8\pi(1+z)^4 T_{\text{FCM}}^2 f^2(x) \sigma_T^2 \theta_c} \frac{I_X(\beta)}{I_{\text{SZ}}^2(\beta)}. \quad (4.16)$$

A partir de aquí, considerando una determinada geometría del Universo, conociendo el desplazamiento al rojo del cúmulo, y con la definición de distancia angular (Carroll, Press & Turner, 1992),

$$D_A = \frac{1}{H_0 |\Omega_K|^{1/2} (1+z)} \sinh \left[|\Omega_K|^{1/2} \int_0^z [(1+z)^2 (1 + \Omega_M z) - z(2+z)\Omega_\Lambda]^{-1/2} dz \right], \quad (4.17)$$

se puede realizar una estimación de la constante de Hubble, H_0 . La ventaja de esta técnica radica en que es independiente de otros métodos y además permite una medida directa de la distancia incluso para cúmulos de alto desplazamiento al rojo. De hecho, no depende de la introducción de ningún calibrador de distancia, como es el caso de la determinación por medio de supernovas Ia (Perlmutter et al., 1999), y puede ser utilizada para cualquier desplazamiento al rojo (véase por ejemplo Mason, Myers & Readhead (2001) y sus referencias). Sin embargo, una dificultad de este método es que depende de algunas aproximaciones que aumentan notablemente los niveles de incertidumbre. Entre

las más importantes se encuentran las suposiciones de esfericidad e isothermalidad de los cúmulos de galaxias (Rephaeli, 1995a). En relación con la hipótesis de esfericidad, se produce además un error sistemático debido a efectos de selección de cúmulos. Los cúmulos pueden no ser esféricos, sino elongados en la dirección de algunos de sus ejes, con una forma de elipsoide oblató o prolato. Si el eje de elongación coincide con la línea de visión, entonces en las imágenes no se detecta esta desviación de la esfericidad. Los cúmulos oblatos orientados según la línea de visión tienen caminos ópticos mayores y por lo tanto su emisividad de rayos-X tiende a ser alta. Se demuestra que en estos cúmulos, cuando se hace el análisis según el modelo esférico, H_0 queda subestimada (Birkinshaw, 1999). Por este motivo, si los cúmulos para observaciones de SZ se seleccionan en función de su elevado brillo superficial central, cabe esperar que las estimaciones de H_0 estén afectadas por este error sistemático. Ésta es la probable causa de que por lo general las medidas produzcan valores para H_0 sistemáticamente inferiores a los obtenidos por otros métodos más precisos. En teoría, una selección basada en la luminosidad en lugar de en el brillo superficial reduciría este efecto.

También puede tener importancia la hipótesis de isothermalidad. De hecho, en un artículo reciente Hallman et al. (2005) han demostrado mediante simulaciones que la hipótesis isothermal produce valores de H_0 un $\sim 20-30\%$ inferiores a los reales; demuestran que esta discrepancia queda parcialmente solucionada con la introducción de un perfil universal para la temperatura. Sin embargo, en un estudio similar Ameglio et al. (2006) afirman que la hipótesis isothermal produce sobreestimaciones de H_0 , contrariamente a lo que muestran las observaciones; en este caso, su discrepancia queda corregida mediante un modelo politrópico para la temperatura. Por otro lado, los posibles flujos de enfriamiento¹, así como los fenómenos de agrupamiento de materia en pequeñas escalas que pueden presentar algunos cúmulos afectan al análisis de las imágenes de rayos-X y por lo tanto son fuentes adicionales de error. Además, hay otros factores que pueden introducir errores de segundo orden, como la no inclusión del efecto SZ cinético o la utilización de la aproximación no relativista (Birkinshaw, 1999). Todos estos fenómenos aumentan notablemente los niveles de incertidumbre, de manera que para obtener estimaciones significativas se deben promediar las medidas realizadas sobre muchos cúmulos, que no deben ser elegidos en función de su alta luminosidad de rayos-X para evitar el efecto de selección antes mencionado.

Fracciones de gas y densidad de materia

Si se conoce la temperatura electrónica, las medidas de SZ pueden proporcionar una estimación independiente de la masa de gas en el cúmulo. Suponiendo una distribución esférica para la densidad de gas caliente, descrita por un modelo β (ecuación 4.11), es inmediato deducir que la masa de gas encerrada en un radio r es

$$M_{\text{gas}}^{SZ}(< r) = \frac{4\pi}{3} r_c^3 \mu_e m_p n_{e0} I_{\text{gas}}(\beta, r/r_c) \quad , \quad (4.18)$$

donde m_p es la masa del protón, μ_e es la fracción de masa bariónica media por electrón, n_{e0} sería la densidad electrónica central obtenida a través de la medida de SZ (ecuación 4.12), e

$$I_{\text{gas}}(\beta, r/r_c) \equiv 3 \int_0^{r/r_c} [1 + \xi^2]^{-3\beta/2} \xi^2 d\xi \quad . \quad (4.19)$$

¹Este fenómeno se produce a causa de la pérdida de energía del gas intracumular que provoca la emisión de rayos-X. Según la ecuación (4.10), esta emisión es función del cuadrado de la densidad electrónica. A medida que la densidad aumenta hacia el centro del cúmulo el ritmo de pérdida de energía se incrementa, de forma que la escala de tiempo de enfriamiento, t_{enf} , disminuye. A distancias menores que el radio de enfriamiento, r_{enf} , el tiempo de enfriamiento se hace menor que la edad del cúmulo, se produce un enfriamiento y, por efectos gravitatorios, un flujo del gas hacia el interior.

Por otro lado, la masa gravitatoria se puede calcular utilizando nuevamente un modelo β y suponiendo isothermalidad y equilibrio hidrostático,

$$\frac{k_B T_e}{\mu m_p} \frac{d\rho_{\text{gas}}}{dr} = -\rho_{\text{gas}} \frac{GM_T}{r^2} \quad , \quad (4.20)$$

donde μ es la fracción de masa media por partícula. La fracción de gas puede ser calculada entonces como $f_{\text{gas}}^{SZ} = M_{\text{gas}}^{SZ}/M_T$ a partir de los valores deducidos a través de las ecuaciones (4.18) y (4.20). Esta estimación necesita una hipótesis acerca del modelo cosmológico, dado que interviene la distancia angular, D_A , en el cálculo de r_c a partir de θ_c . Las fracciones de gas pueden obtenerse también a través de datos de rayos-X. Sin embargo, estas estimaciones tienen el inconveniente de que los posibles fenómenos de agrupamiento de materia tienen un efecto mayor, dada la dependencia cuadrática de la emisión de rayos-X con la densidad electrónica. Por contra, tienen la ventaja de ser independientes de la temperatura, a diferencia de las estimaciones a través de SZ, que tienen una dependencia de la forma T_e^{-2} .

El valor obtenido de la fracción de gas puede relacionarse con la fracción de masa bariónica, f_B , considerando que el número total de bariones es la suma de los que hay en forma de gas más los que hay en forma de masa estelar en las galaxias del cúmulo:

$$f_B(r) = \frac{M_{\text{gas}}(r) + M_{\text{gal}}(r)}{M_T(r)} = f_{\text{gas}}(r) + \frac{M_{\text{gal}}(r)}{M_T(r)} \quad . \quad (4.21)$$

Considerando a Coma como un cúmulo representativo, la fracción de masa en forma de galaxias puede ser fijada al valor calculado en este cúmulo por White et al. (1993), $M_{\text{gal}}/M_T = 0.009 \pm 0.003$. Por otro lado, las simulaciones muestran que la fracción de masa bariónica contenida en un radio r_{500} (esto es, el radio en cuyo interior la densidad media es un factor 500 la densidad crítica) es un factor $\Upsilon=0.9$ la fracción bariónica universal (Evrard, 1997). Así pues, si la masa total del cúmulo y la masa de gas son calculadas, respectivamente a partir de las ecuaciones (4.18) y (4.20), hasta un radio r_{500} , es posible obtener una estimación de la fracción de la densidad de masa universal:

$$\Omega_M = \Upsilon \frac{\Omega_B}{f_B(r_{500})} = \Upsilon \Omega_B \left(f_{\text{gas}}(r_{500}) + \frac{M_{\text{gal}}}{M_T} \right)^{-1} \quad . \quad (4.22)$$

Determinación de velocidades peculiares

La componente cinética del efecto SZ (ecuación 4.6) proporciona una medida directa de la velocidad peculiar de un cúmulo de galaxias respecto al flujo de Hubble. Las medidas de velocidades peculiares de cúmulos son importantes porque proporcionan información sobre el campo de velocidades de gran escala del Universo (Bahcall et al., 1994), provocado por las inhomogeneidades en su distribución de masa a través de interacción gravitatoria. Esto a su vez proporciona importante información cosmológica, por ejemplo sobre la densidad de masa del Universo (Dekel, 1994). Frente a otros métodos de medida, cuyos niveles de incertidumbre aumentan con la distancia del cúmulo, el SZ tiene la ventaja de ser independiente del desplazamiento al rojo. Además, este método tiene una escasa dependencia con la temperatura electrónica, con lo que la mayor incertidumbre en la medida de este parámetro a través de estudios de rayos-X en cúmulos lejanos no supone un gran inconveniente. La dificultad más importante que presenta este método, aparte de la contaminación que introducen el FCM primordial y el ruido instrumental (Aghanim et al., 2001), consiste en la separación de las componentes térmica y cinética, para lo cual se necesitan medidas a diferentes frecuencias, o bien medidas cercanas al cero ($\nu \approx 218$ GHz) de la componente térmica. Con medidas de SuZIE, Holzappel et al. (1997b) han realizado estimaciones de las velocidades peculiares de los cúmulos A1689 y A2163, aunque aún poco precisas. Con un pequeño incremento en la sensibilidad

de las medidas de SZ se podrían lograr estimaciones más significativas, sin embargo el nivel de confusión introducido por el FCM primordial es inevitable. Aunque los niveles de incertidumbre no permitan buenas medidas individualmente, es posible determinar velocidades peculiares medias en grandes escalas a través del promedio sobre muchos cúmulos (véase por ejemplo Benson et al. (2003)).

Cosmología con rastreos de gran escala de SZ

El número de cúmulos que se espera encontrar en observaciones de grandes regiones de cielo a través de sus señales SZ es muy sensible a la precisión del instrumento utilizado, pero también al modelo cosmológico considerado y a las propiedades de la energía oscura (Carlstrom, Holder & Reese, 2002). Por ello, los rastreos de gran escala de efecto SZ permitirían la estimación de parámetros cosmológicos, o incluso la determinación de la ecuación de estado de la energía oscura. Si se supone que los cúmulos son no resueltos por el haz del instrumento, el rango de masas de cúmulos al que un instrumento es sensible queda impuesto por su sensibilidad, y la dependencia con el desplazamiento al rojo viene dada por su tamaño angular, es decir, por la distancia angular. Por encima de $z \sim 1$ la distancia angular disminuye, con lo que decae también la masa límite detectable. Un amplio catálogo de cúmulos de galaxias podría además permitir estudios de estructura a gran escala utilizando los mismos métodos que los aplicados para galaxias, y permitiría también una visión del Universo a altos desplazamientos al rojo. Además, los rastreos de SZ podrían usarse para incrementar la precisión de las aplicaciones ya mencionadas, como la determinación de distancias y de la constante de Hubble, del cociente Ω_B/Ω_M y de velocidades peculiares.

Esto ha incentivado el desarrollo de experimentos de nueva generación, como los mencionados anteriormente ACT, SPT, AMI, SZA y AMiBA, que estarán dedicados a rastrear grandes regiones de cielo con una alta resolución angular, lo cual permitirá encontrar cúmulos lejanos que no han sido detectados nunca en rayos-X. Sin embargo, hay que señalar que para que estos estudios sean útiles se necesita un gran conocimiento de la física de los cúmulos de galaxias.

Recientemente, Dawson et al. (2006) han presentado los resultados de las observaciones con el interferómetro BIMA de una amplia región de cielo, en la que detectan un exceso de potencia respecto al espectro de potencias del FCM primordial en pequeñas escalas, que interpretan como debido a efectos SZ de cúmulos distantes; con ello imponen límites al parámetro de normalización de fluctuaciones de materia.

4.2. Selección de la muestra de cúmulos

La muestra de cúmulos para observar con VSA fue elaborada atendiendo a tres factores: riqueza, tamaño y visibilidad. El primero es importante porque un cúmulo tendrá más probabilidades de producir un efecto SZ detectable cuanto mayores sean su densidad y su temperatura electrónica. Por otro lado, es conveniente seleccionar cúmulos cuyo tamaño se ajuste a la resolución angular de VSA ($\approx 11'$). A $z=0.1$ un cúmulo con un radio del núcleo típico de 100 kpc subtende un ángulo de $1'$, de manera que, debido a la dilución que introduce el haz sintetizado, difícilmente se podría observar SZ en cúmulos más lejanos. Tomando esto en consideración, el criterio utilizado fue seleccionar en el catálogo NORAS (Böhringer et al., 2000) los siete cúmulos con luminosidades de rayos-X más altas, entre aquéllos con desplazamientos al rojo $z < 0.1$ y declinaciones comprendidas en el rango $10^\circ - 60^\circ$. El límite superior en la declinación viene impuesto por la accesibilidad de VSA, mientras que el inferior proviene de la necesidad de que sean observables también desde Cambridge por el RT, que es el encargado de hacer el rastreo inicial de radiofuentes en cada campo. Estos siete cúmulos son los mostrados en la tabla 4.4, donde también se indican las coordenadas de los apuntados de VSA y otros datos de interés tomados de la literatura. Todos estos cúmulos tienen luminosidades de rayos-X superiores a $\approx 7 \times 10^{44} h_{50}^{-2} \text{erg s}^{-1}$ en la banda espectral 0.1-2.4 keV.

De estos cúmulos, A2244 nunca ha sido observado en busca de efecto SZ, en A1795 se realizaron observaciones que no mostraron evidencias de señal (Meyer et al., 1983), mientras que en los otros cinco sí existen detecciones significativas publicadas. De hecho, la detección señalada en Coma por Herbig et al. (1995), utilizando el telescopio OVRO-5.5m se considera una de las primeras detecciones fiables de SZ. Este telescopio, gracias a su resolución angular de $7''.3$, comparable a la de VSA, ha detectado también efecto SZ en otros cuatro cúmulos de nuestra muestra: A399, A401, A478 y A2142 (Myers et al., 1997; Mason, Myers & Readhead, 2001). Udomprasert et al. (2004) presentaron medidas con CBI, un experimento de similares características a las de VSA, en siete cúmulos de galaxias, tres de los cuales están también en nuestra muestra: A399, A401 y A478. Por otro lado, como se indicó en el apartado 4.1.2, la colaboración OVRO-BIMA ha publicado medidas en un gran número de cúmulos de galaxias, pero todos ellos mucho más lejanos. Los cúmulos A399 y A401 están separados $\approx 37''$; de hecho según Einasto et al. (2001) se encuentran formando un supercúmulo. Además, algunos autores han indicado la presencia de emisión difusa de rayos-X procedente de una probable conexión entre ellos (Fujita et al., 1996; Fabian, Peres & White, 1997).

Tabla 4.4: Muestra de cúmulos seleccionada para observación con VSA. Se indican los siguientes datos tomados de la literatura: coordenadas ópticas (que son las que se han tomado como referencia para los apuntados de VSA), desplazamientos al rojo, luminosidades de rayos-X, temperaturas electrónicas y densidad columnar de hidrógeno en la dirección de cada cúmulo.

Cúmulo	A.R. ^a (B1950)	Dec. ^a (B1950)	z ^b	L_X (0.1-2.4 keV) ^a ($10^{44} h_{50}^{-2} \text{erg s}^{-1}$)	T_e ^c (keV)	N_H ^d (10^{20}cm^{-2})
A399	02 55 05.33	12 50 57.6	0.0715	6.78	7.0 ± 0.4	10.24
A401	02 56 12.55	13 22 50.1	0.0748	11.76	8.0 ± 0.4	9.70
A478	04 10 40.89	10 20 26.0	0.0881	13.31	$8.4^{+0.8}_{-1.4}$	14.69
A1795	13 46 34.43	26 50 37.5	0.0622	9.93	7.8 ± 1.0	1.00
A2142	15 56 16.45	27 22 08.0	0.0899	20.52	$9.7^{+1.5}_{-1.1}$	3.91
A2244	17 00 52.86	34 07 54.5	0.0968	7.39	$7.1^{+5.0}_{-2.2}{}^f$	1.97
Coma	12 57 30.00 ^e	28 11 00.0 ^e	0.0232	7.01	9.1 ± 0.7^g	0.78

^a Böhringer et al. (2000).

^b Struble & Rood (1991).

^c Markevitch et al. (1998), salvo cuando se indica otra referencia. Los errores de todas las medidas corresponden a un nivel de confianza del 90% (1.65σ).

^d Valores extraídos de un mapa de densidades columnares de hidrógeno de todo el cielo que ha sido obtenido de la base de datos LAMBDA², y que ha sido construido combinando los datos de Hartmann & Burton (1997) y del mapa de Dickey & Lockman (1990).

^e Apuntado de VSA para Coma, cuyas coordenadas han sido desplazadas $2.97''$ respecto a las de Böhringer et al. (2000).

^f David et al. (1993).

^g Hughes et al. (1988).

4.3. Caracterización estructural de los cúmulos a través de imágenes de rayos-X

A causa de su pobre resolución angular, los datos de SZ no permiten una buena caracterización morfológica de los cúmulos, y por ello se acude a imágenes de rayos-X. Se trata de determinar, mediante un ajuste realizado sobre estas imágenes, los parámetros de un modelo determinado que describe la estructura del cúmulo. La estrategia que utilizaremos es similar a la empleada en otras ocasiones para la estimación de H_0 a través de la combinación de medidas de rayos-X y de SZ, especialmente utilizando datos interferométricos de SZ. Reese et al. (2000) aplicaron un método de

² http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/foreground/fg_HL_get.cfm

ajuste conjunto utilizando los datos de SZ de OVRO-BIMA y de rayos-X de ROSAT (posteriormente este mismo análisis fue aplicado por el mismo grupo en otros cúmulos: Patel et al. (2000); Reese et al. (2002)). En su caso, los datos de SZ resultaron útiles en el ajuste gracias a la gran resolución angular de los interferómetros OVRO y BIMA. En el caso de VSA, su menor resolución angular, y en consecuencia la mayor contribución relativa del FCM primordial en los datos, hace que las imágenes de rayos-X, de superior calidad, dominen el ajuste conjunto. Por lo tanto, para el modelado estructural de los perfiles de densidad de los cúmulos, que consiste esencialmente en determinar la densidad electrónica central (n_{e0}), el radio del núcleo (r_c) y el parámetro β (ecuación 4.11), utilizaremos los datos de rayos-X de forma independiente. Posteriormente los resultados de estos ajustes serán utilizados en los ajustes de los datos de SZ para determinar los decrementos de temperatura centrales (ΔT_0). Esta estrategia ha sido utilizada en trabajos anteriores, por ejemplo con datos del telescopio OVRO-40m por Birkinshaw et al. (1991) (también en trabajos posteriores del mismo grupo: Birkinshaw & Hughes (1994); Hughes & Birkinshaw (1998)) o utilizando datos del interferómetro RT por Grainge et al. (2002b) (también en trabajos sucesivos del mismo grupo: Grainge et al. (2002a); Grainger et al. (2002); Saunders et al. (2003); Jones et al. (2005)).

4.3.1. Observaciones de rayos-X

Se han utilizado las imágenes de rayos-X de ROSAT-PSPC, obtenidas de la base de datos pública HEASARC³. Este instrumento tiene una resolución espacial de $\sim 25''$ (a 1 keV) en un campo de visión de 2° de diámetro. Este mismo satélite dispone de otro sistema receptor, el HRI, con una mayor resolución espacial ($\sim 2''$), aunque con un menor campo de visión (cuadrado con $38'$ de lado). Asimismo, otros satélites más modernos como XMM-Newton o Chandra tienen mayores resoluciones espaciales, respectivamente de $\sim 6''$ y $\sim 1''$, con un campo de visión de $\sim 30'$. Existen observaciones disponibles de ROSAT-HRI, XMM-Newton y Chandra de los cúmulos de nuestra muestra (salvo A2244, para el que no hay observaciones de XMM-Newton). Sin embargo, como se verá, en cúmulos cercanos como éstos, la resolución espacial de ROSAT-PSPC es suficiente para obtener con precisión los parámetros característicos. Además en el caso de Coma, que es el cúmulo con mayor extensión angular de la muestra, el mayor campo de visión de ROSAT-PSPC resulta más adecuado.

En la tabla 4.4 se muestran todas las observaciones de ROSAT-PSPC de estos cúmulos que han sido identificadas en la base de datos HEASARC, junto con sus características principales. Para cada una de estas observaciones existen (entre otros archivos) dos imágenes asociadas a dos bandas de energías diferentes, con una pixelización de $15''$, una imagen de tiempos de exposición, una imagen del fondo de rayos-X y una lista con las fuentes puntuales, presentes en cada campo, no asociadas a la emisión extendida de los cúmulos. Con el fin de minimizar el efecto de la absorción galáctica se han utilizado sólo las imágenes de la banda más energética (0.5-2 keV).

A excepción de A478 y A2244, todos los cúmulos tienen más de una observación. Salvo las tres primeras observaciones asociadas a A1795, cuyas coordenadas de apuntado coinciden con las de un objeto cercano (E1346+266), todas están destinadas a la observación de los propios cúmulos. Para A399, del que no hay observaciones en la base de datos, se han utilizado las de A401, lo que es posible gracias a la cercanía entre ambos. Esto afectará a la calidad del ajuste, que va a ser inferior debido a que las imágenes tienen menor sensibilidad en las regiones alejadas del centro. Se ha elaborado un programa para combinar las diferentes observaciones asociadas a cada cúmulo. Para ello se ha tomado como referencia la imagen correspondiente a la observación más cercana al centro de apuntado de VSA (indicada en la tabla 4.4 por medio de un asterisco) y se ha proyectado el resto de las imágenes sobre ella. Se construyeron de esta forma mosaicos de las imágenes de emisión de la banda más energética (que tienen unidades de cuentas) y de las imágenes de tiempo de exposición (en segundos). Se dividió entonces el primer mosaico por el segundo, de forma que se obtuvo un mosaico final corregido por el tiempo de exposición y con unidades de cuentas por segundo ($\text{cnt}\cdot\text{s}^{-1}$). Es importante también la sustracción del fondo de rayos-X. El nivel sustraído

³<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/W3Browse/w3browse.pl>

Tabla 4.5: Observaciones de ROSAT-PSPC de los cúmulos de la muestra. Se indican el número de identificación de la observación, las coordenadas centrales, la distancia respecto a las coordenadas de los centros de apuntado de VSA (indicadas en la tabla 4.4), el tiempo total de observación y la fecha de la observación. Los observaciones señaladas con un asterisco son las que se han utilizado en cada caso como referencia para construir el mosaico, de manera que sus coordenadas centrales coinciden con las del mosaico final.

Cúmulo	ROSAT ID	A.R. (B1950)	Dec. (B1950)	θ_{VSA} (minarc)	t_{exp} (s)	Fecha de la observación
A399	rp800182n00*	02 56 12.67	13 22 51.9	35.87	6735	23-Ene-1992
	rp800235n00*	02 56 12.67	13 22 51.9	35.87	7457	30-Jul-1992
A401	rp800182n00*	02 56 12.67	13 22 51.9	0.04	6735	23-Ene-1992
	rp800235n00*	02 56 12.67	13 22 51.9	0.04	7457	30-Jul-1992
A478	rp800193n00	04 10 41.74	10 20 37.2	0.28	21969	31-Ago-1991
A1795	rp700145a00	13 46 17.32	26 37 06.1	14.05	18205	01-Jul-1991
	rp700145a01	13 46 17.32	26 37 06.1	14.05	1909	06-Ene-1992
	rp700284n00	13 46 17.32	26 37 06.1	14.05	2025	30-Jun-1991
	rp800055n00	13 46 34.33	26 52 05.6	1.47	25803	01-Jul-1991
	rp800105n00*	13 46 36.71	26 50 17.5	0.61	36273	04-Ene-1992
A2142	rp800096n00	15 56 15.15	27 22 55.4	0.84	6186	25-Ago-1992
	rp800233n00	15 56 15.15	27 22 55.4	0.84	4939	26-Ago-1992
	rp800415n00	15 56 17.21	27 06 43.2	15.41	19208	21-Ago-1991
	rp800551n00	15 56 15.15	27 22 55.4	0.84	6090	23-Jul-1993
	rp150084n00*	15 56 15.15	27 22 55.4	0.84	7734	20-Jul-1990
A2244	rp800265n00	17 00 53.24	34 7 11.8	0.72	2963	21-Sep-1992
Coma	rp800005n00*	12 57 20.89	28 14 21.7	3.92	21140	17-Jun-1991
	rp800006n00	12 57 20.83	28 04 09.7	7.13	21545	16-Jun-1991
	rp800009n00	12 55 18.05	27 52 11.9	34.66	20345	16-Jun-1991
	rp800013n00	12 58 06.67	28 23 56.9	15.26	21428	18-Jun-1991

en cada caso fue estimado a través del valor promedio de los píxeles en regiones del borde de los mosaicos, y se indica en la tabla 4.6. En el caso de Coma, como la emisión del cúmulo se extiende casi hasta el borde, se utilizó la imagen correspondiente a la observación rp800009n00, cuyo centro de apuntado se encuentra desplazado 35' respecto al centro de emisión del cúmulo.

Para eliminar el efecto de las fuentes presentes en la región de observación y no asociadas al cúmulo se ha considerado la lista de fuentes obtenida de la base de datos, y se han identificado en cada caso alrededor de ~ 10 fuentes claramente detectadas en las imágenes. Para cada una de ellas se ha definido una región circular, con un radio típicamente de $\sim 0'.75-2'.50$ (en función de su extensión angular), y se han excluido del análisis todos los píxeles comprendidos dentro de ella (posteriormente, en las imágenes que se presentarán, se mostrarán las posiciones y los tamaños de estas regiones circulares). Además, para hacer los ajustes sólo se han considerado las regiones centrales de cada imagen, en donde se concentra la emisión del cúmulo, excluyendo así las regiones exteriores dominadas por el ruido y por el nivel de fondo; el radio de corte se ha elegido en cada caso en función del tamaño del cúmulo y se muestra en la tabla 4.6. Aunque, como se verá, la mayoría de las fuentes identificadas se localiza fuera de este radio, su eliminación sigue siendo necesaria para que no afecten a la estimación del nivel de fondo.

De los siete cúmulos de la muestra, tres presentan flujos de enfriamiento: A478, A1795 y A2142 (Mohr, Mathiesen & Evrard, 1999; Mason & Myers, 2000). Este fenómeno se manifiesta en las imágenes en forma de un exceso de emisión en la región central, que en ocasiones origina subestructura interna y también desviación de la esfericidad. Esto provoca que las imágenes muestren perfiles de densidad más pronunciados, de manera que si este efecto no es considerado los valores de θ_c y β resultantes del ajuste sufren un sesgo hacia valores más bajos, lo que redundaría en una peor calidad del ajuste en regiones alejadas del centro. Para solucionar este problema, Mohr, Mathiesen & Evrard (1999) modelaron la emisión asociada al flujo de enfriamiento mediante un perfil β secundario, de igual valor de β pero distinto θ_c , que es añadido al original. Mason & Myers (2000) lo modelaron

Tabla 4.6: Se indican para cada cúmulo el radio de la zona central que se ha utilizado en los ajustes, el radio de la región circular central (radio de enfriamiento) que se ha eliminado del análisis, y el nivel de fondo que se ha sustraído de los mapas.

Cúmulo	Fondo (10^{-4} cnt s $^{-1}$ minarc $^{-2}$)	θ_{masc} (minarc)	θ_{enf} (minarc)
A399	2.63	10	0
A401	2.63	7.5	0
A478	1.95	7.5	1.44
A1795	5.30	10	1.98
A2142	3.68	8.75	1.43
A2244	2.37	7.5	0
Coma	3.97	25	0

mediante un perfil Gaussiano, y alternativamente realizaron un ajuste en el que eliminaron la región central asociada al flujo de enfriamiento. Esta última es la estrategia que se ha adoptado, considerando que es especialmente adecuada en estudios como el nuestro, dado que el efecto SZ se extiende hacia regiones más lejanas del núcleo que la emisión de rayos-X. Según Peres et al. (1998), de estos tres cúmulos el que presenta un mayor radio de enfriamiento es A1795: $r_{\text{enf}} = 102_{-27}^{+38} h^{-1}$ kpc. Conservadoramente, se ha tomado este radio para los tres cúmulos; las distancias angulares θ_{enf} correspondientes a este radio, dentro de las cuales se eliminan los píxeles del análisis, han sido calculadas utilizando el desplazamiento al rojo de cada cúmulo y se indican en la tabla 4.6.

Por otro lado, la no consideración de la función de respuesta a una fuente puntual del instrumento produciría una sobreestimación en los valores de β y θ_c en cúmulos lejanos, de pequeño tamaño angular. Sin embargo, dado el pequeño tamaño de la FWHM de la función de respuesta ($\approx 15''$) en comparación con el tamaño angular de los cúmulos de nuestra muestra, esta corrección tiene un efecto mínimo (Hughes & Birkinshaw, 1998), de manera que en este análisis no se ha tenido en cuenta.

4.3.2. Modelado de los cúmulos

Como se ha indicado, la distribución de densidad del cúmulo la modelamos a través de un perfil β (ecuación 4.11). Habitualmente se considera que esta distribución es esférica (véase por ejemplo: Birkinshaw et al. (1991); Birkinshaw & Hughes (1994); Mohr, Mathiesen & Evrard (1999); Mason & Myers (2000)); sin embargo, algunos autores han aproximado el cúmulo por un elipsoide (Hughes & Birkinshaw (1998); Grainge et al. (2002b), etc.). Como veremos, algunos de nuestros cúmulos presentan cierta elongación, con lo que la aproximación elipsoidal será útil. Consideraremos entonces al cúmulo como un elipsoide triaxial, siendo θ_{cx} y θ_{cy} sus tamaños angulares según sus ejes de simetría en el plano del cielo, tal y como se muestra en la figura 4.3, y suponiendo que su tamaño a lo largo de la línea de visión es la media geométrica de los otros dos: $\theta_{cz} = \sqrt{\theta_{cx} \times \theta_{cy}}$. Nótese sin embargo que el error sistemático provocado por la probable elongación a lo largo de la línea de visión que pueden presentar los cúmulos con alto brillo superficial, no queda corregido mediante esta aproximación, dado que estimamos el tamaño del cúmulo a lo largo de la línea de visión a través de la información que nos dan las imágenes en el plano del cielo, y este tamaño puede ser en realidad mayor. En estas condiciones, en el sistema de referencia de ejes de simetría de la elipse resultante del corte del elipsoide por el plano del cielo, si S_{X0} es el brillo superficial de rayos-X en el centro del cúmulo, entonces el brillo superficial en un punto de coordenadas (θ_x, θ_y) será:

$$S_X(\theta_x, \theta_y) = S_{X0} \left[1 + \left(\frac{\theta_x}{\theta_{cx}} \right)^2 + \left(\frac{\theta_y}{\theta_{cy}} \right)^2 \right]^{-3\beta+1/2}, \quad (4.23)$$

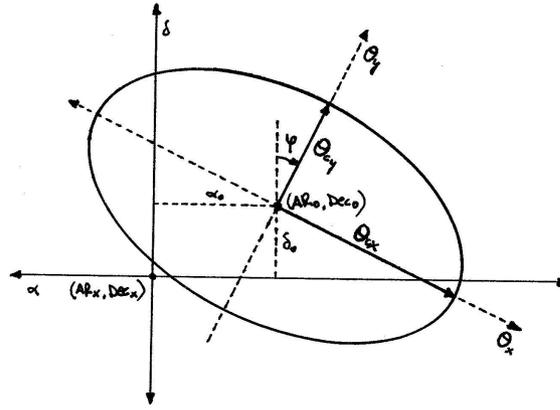


Figura 4.3: Representación del modelo elipsoidal utilizado para caracterizar la estructura radial de los cúmulos. El contorno elíptico que se representa es el corte de un elipsoide de semiejes θ_x, θ_y y θ_z con el plano del cielo.

Si llamamos φ al ángulo de inclinación del semieje menor de la elipse respecto al polo norte celeste, y consideramos que el centro de emisión de rayos-X puede estar desplazado angularmente unas distancias α_0 y δ_0 (medidas respectivamente según las direcciones de la ascensión recta y de la declinación) respecto a las coordenadas centrales de la imagen de rayos-X, entonces en el sistema de referencia de la imagen, el brillo superficial en un punto (α, δ) será:

$$S_X(\alpha, \delta) = S_{X0} \left[1 + \left(\frac{(\alpha - \alpha_0)\cos\varphi - (\delta - \delta_0)\sin\varphi}{\theta_{cx}} \right)^2 + \left(\frac{(\alpha - \alpha_0)\sin\varphi + (\delta - \delta_0)\cos\varphi}{\theta_{cy}} \right)^2 \right]^{-3\beta+1/2} \quad (4.24)$$

A partir de las coordenadas (α_0, δ_0) que se derivarán del ajuste, y conociendo las coordenadas $(A.R.X, Dec.X)$ centrales de la imagen se calcularán las coordenadas $(A.R.0, Dec.0)$ del centro de emisión de rayos-X. En definitiva, en nuestro análisis ajustaremos siete parámetros conjuntamente: $\theta_{cx}, \theta_{cy}, \beta, S_{X0}, \varphi, A.R.0$ y $Dec.0$. Para ello utilizaremos un método de máxima verosimilitud, en el que tendremos que maximizar una función que representará el mejor ajuste a las imágenes de rayos-X.

4.3.3. Método de ajuste

Debido a su alta resolución espacial, las imágenes de ROSAT presentan densidades muy bajas, y la mayoría de sus píxeles posee uno o cero eventos detectados. Las imágenes de los cúmulos de nuestra muestra no son una excepción, y el número promedio de cuentas por píxel en las zonas centrales donde se realizan los ajustes (y habiendo eliminado las zonas de las fuentes y de los flujos de enfriamiento) se encuentra entre 1.0 (para A2244, que es el cúmulo de menor tiempo total de observación) y 24.7 (para A1795). El número máximo de cuentas por píxel de $15''$ en las posiciones centrales de los cúmulos está entre 16 (para A399) y 3067 (para A1795), pero estos valores decaen rápidamente a medida que nos alejamos del píxel de máxima emisión. La estadística Gaussiana es una buena aproximación sólo cuando se manejan números altos ($\gtrsim 10$), y en nuestro caso es más apropiado recurrir a una estadística Poissoniana. Dado que el estadístico normalmente utilizado, la función χ^2 , requiere que los errores sigan una distribución Gaussiana, en este caso en el que los errores se distribuyen Poissonianamente es necesario definir un nuevo estimador de máxima verosimilitud. Siguiendo el formalismo habitual en estos análisis (véase por ejemplo Hughes & Birkinshaw (1998) o Saunders et al. (2003)), si en el píxel x_i se detectan c_i cuentas, y $f(x_i|m)$ es el número de cuentas

Tabla 4.7: Resultados de los ajustes de las imágenes de rayos-X. Todos los errores corresponden a 1σ de nivel de confianza. Se indica también la función χ^2_ν reducida de cada ajuste.

Cúmulo	θ_{cx} (minarc)	θ_{cy} (minarc)	β	S_{X0} (a)	φ (grad)	A.R. (B1950)	Dec. (B1950)	χ^2_ν
A399	$4.349^{+0.038}_{-0.041}$	$3.736^{+0.035}_{-0.029}$	$0.6826^{+0.0029}_{-0.0033}$	$1.453^{+0.013}_{-0.014}$	$66.3^{+2.7}_{-2.9}$	02 55 04.40 $^{+0.13}_{-0.16}$	12 51 10.6 $^{+2.5}_{-2.4}$	2.43
A401	$2.337^{+0.016}_{-0.017}$	$1.803^{+0.012}_{-0.011}$	0.5966 ± 0.0017	$6.274^{+0.042}_{-0.044}$	$51.7^{+1.4}_{-1.2}$	02 56 11.23 ± 0.07	13 23 02.8 ± 1.2	1.39
A478	0.998 ± 0.005	0.793 ± 0.004	$0.6197^{+0.0011}_{-0.0008}$	$29.422^{+0.221}_{-0.227}$	$41.9^{+0.8}_{-1.3}$	04 10 39.32 $^{+0.06}_{-0.05}$	10 20 40.2 $^{+0.8}_{-0.9}$	1.49
A1795	$2.165^{+0.003}_{-0.005}$	$1.734^{+0.004}_{-0.003}$	0.6875 ± 0.0006	$12.738^{+0.040}_{-0.026}$	$79.2^{+0.7}_{-0.3}$	13 46 33.40 $^{+0.03}_{-0.02}$	26 50 57.5 $^{+0.5}_{-0.4}$	1.74
A2142	$1.751^{+0.009}_{-0.006}$	$1.106^{+0.004}_{-0.005}$	$0.5922^{+0.0007}_{-0.0010}$	$16.988^{+0.088}_{-0.094}$	$41.6^{+0.6}_{-0.2}$	15 56 15.89 $^{+0.06}_{-0.03}$	27 22 34.4 $^{+0.4}_{-0.9}$	2.14
A2244	$0.794^{+0.013}_{-0.014}$	0.724 ± 0.012	$0.5628^{+0.0028}_{-0.0026}$	$17.367^{+0.326}_{-0.340}$	$81.3^{+8.8}_{-9.2}$	17 00 50.77 ± 0.09	34 07 57.4 $^{+1.5}_{-1.6}$	1.51
Coma	$10.694^{+0.008}_{-0.007}$	$8.298^{+0.011}_{-0.006}$	0.6645 ± 0.0001	$3.783^{+0.003}_{-0.008}$	-6.0 ± 0.1	12 57 18.28 $^{+0.02}_{-0.03}$	28 12 18.3 ± 0.3	1.87

^a Unidades: 10^{-2} cnt s $^{-1}$ minarc $^{-2}$

predichas por nuestro modelo m (definido por los siete parámetros: θ_{cx} , θ_{cy} , β , S_{X0} , φ , A.R.₀ y Dec.₀) en esa posición, entonces la probabilidad de obtener las c_i cuentas observadas en la imagen viene dada por

$$P(c_i|m) = \frac{[f(x_i|m)]^{c_i}}{c_i!} e^{-f(x_i|m)} . \quad (4.25)$$

La función de verosimilitud se construye mediante el producto de las probabilidades individuales $P(c_i|m)$ de todos los píxeles $\{x\}_{i=1}^{N_{\text{pix}}}$ (todas las imágenes tienen $N_{\text{pix}}=512 \times 512$, sin embargo como en el ajuste sólo utilizamos los píxeles centrales nos quedamos típicamente con $\sim 10^3$ píxeles), de manera que la combinación de los siete parámetros del modelo m que representa el mejor ajuste a los datos se determina a través de la maximización de la función $P(c|m) = \prod_{i=1}^{N_{\text{pix}}} P(c_i|m)$, o alternativamente a través de la minimización de la función

$$S = -2 \ln P(c|m) = -2 \sum_{i=1}^{N_{\text{pix}}} [c_i \ln f(x_i|m) - f(x_i|m)] , \quad (4.26)$$

donde se han eliminado los términos que no dependen del modelo ajustado. Siguiendo también el procedimiento habitual utilizado en trabajos similares (véase por ejemplo Grainge et al. (2002b) o Hughes & Birkinshaw (1998)), utilizamos un método *downhill simplex* (Nelder & Mead, 1965) de minimización multidimensional, implementado en la rutina AMOEBA (Press et al., 1986), para determinar la combinación de los siete parámetros del modelo m que minimizan esta función. Posteriormente, para calcular el intervalo de confianza asociado a cada valor, variamos uno a uno cada parámetro en un intervalo centrado en el valor estimado, manteniendo los seis restantes constantes, y estudiamos entre qué valores adyacentes la integral de la función $P(c|m)$ corresponde al 68 % del total.

4.3.4. Resultados de los ajustes

Los valores de los siete parámetros característicos del modelo que minimizan la función dada por la ecuación (4.26) para cada cúmulo se indican en la tabla 4.7. Aunque, según se ha indicado, la función χ^2 no es una estadística adecuada en estos casos, sólo como muestra de la calidad de los ajustes se indica la función χ^2_ν reducida (divida por el número de grados de libertad: $\nu = N_{\text{pix}} - N_{\text{par}} - 1$, donde N_{pix} es el número de píxeles considerados y $N_{\text{par}}=7$ es el número de parámetros que se ajusta) asociada a cada ajuste. En el caso de un perfecto ajuste del modelo a los datos χ^2_ν debería valer uno. Estos valores indican que la calidad de los ajustes es aceptable (se puede comparar por ejemplo con los valores de χ^2_ν obtenidos por Mohr, Mathiesen & Evrard (1999)), lo que también

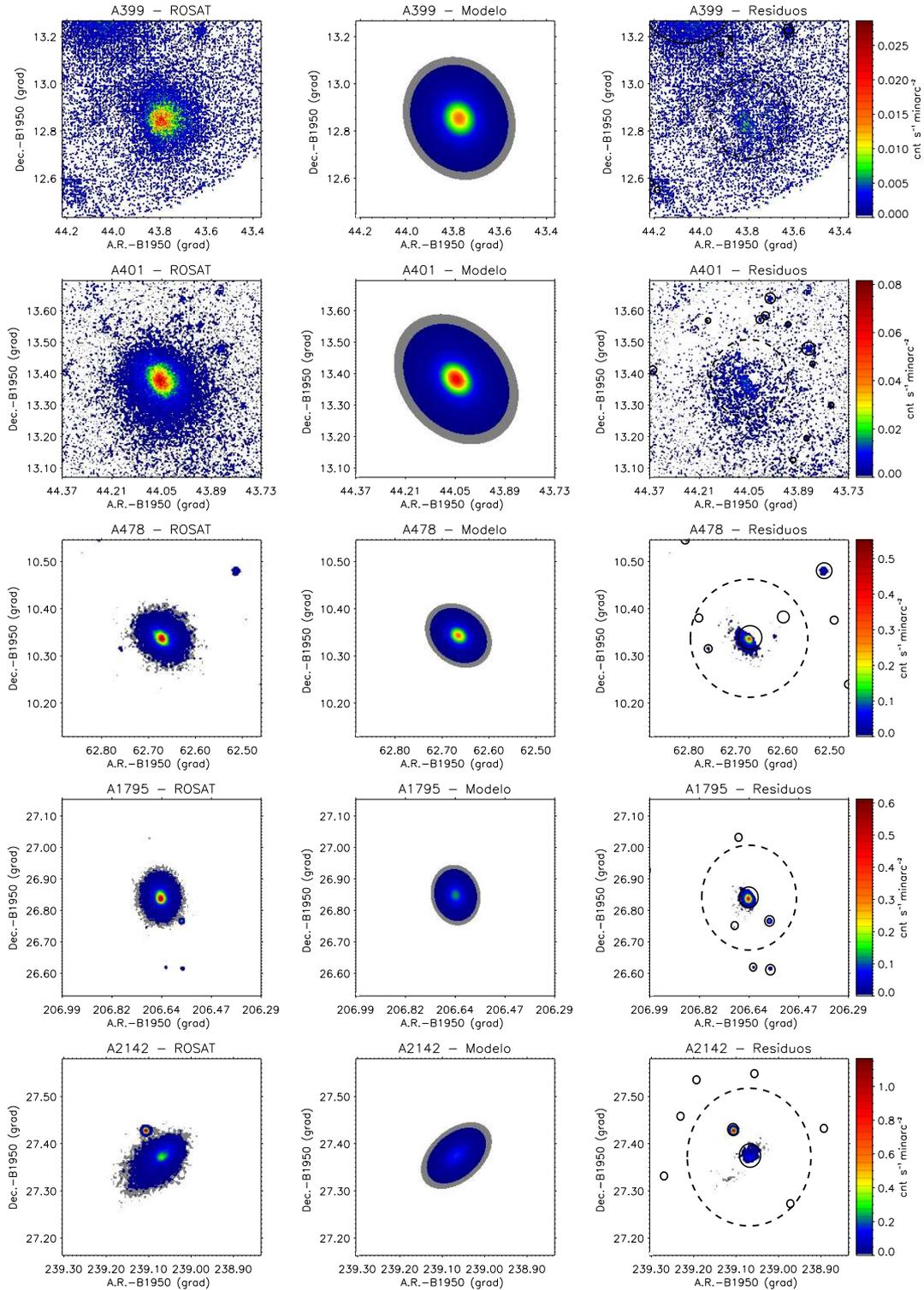


Figura 4.4: Se representan, de izquierda a derecha, la imagen/mosaico de ROSAT-PSPC de cada cúmulo, la distribución de flujo resultante del modelo ajustado y los residuos del ajuste. En cada caso, el rango dinámico de las imágenes se encuentra normalizado al máximo de emisión de la imagen de ROSAT-PSPC. En la imagen de residuos se indica la circunferencia que encierra los píxeles utilizados en el análisis (línea discontinua) así como las zonas que se han eliminado del ajuste (línea continua), ya sea por la presencia de fuentes no asociadas al cúmulo o bien de flujos de enfriamiento en los casos de los cúmulos A478, A1795 y A2142.

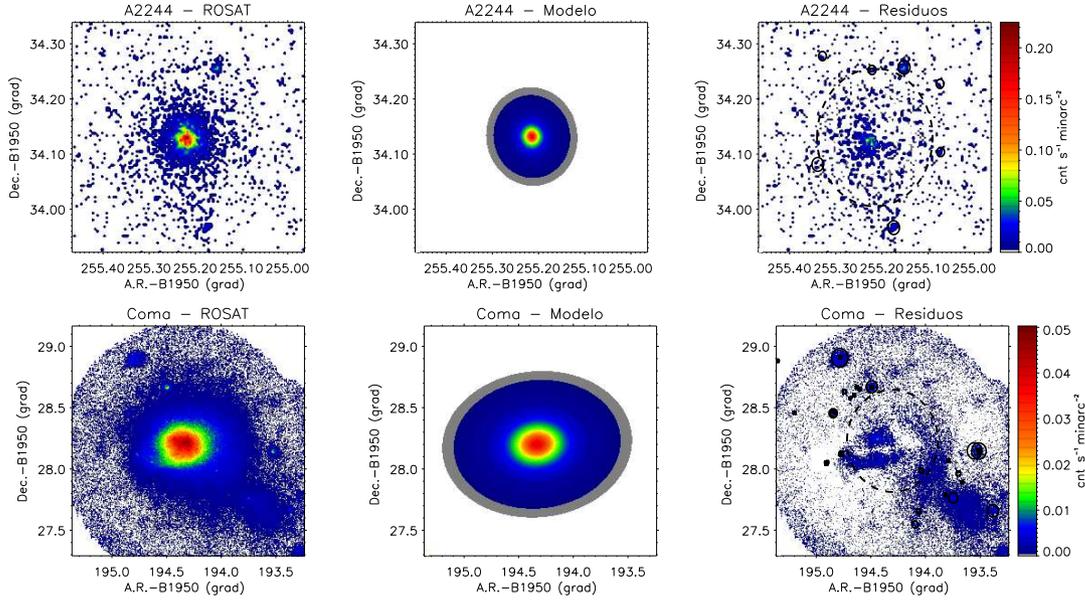


Figura 4.4: Continuación.

puede apreciarse en la figura 4.4, donde se muestran las imágenes/mosaicos de ROSAT-PSPC de los cúmulos, el modelo que mejor ajusta a los datos y los residuos del ajuste. Salvo en las regiones donde hay fuentes puntuales o flujos de enfriamiento, que han sido eliminadas del análisis, los residuos están a un nivel cercano al nivel del ruido de los datos.

A partir de los valores de los ajustes nos interesa obtener las densidades electrónicas centrales. Con este fin se deben transformar las unidades de S_{X0} de fotones por segundo (cnt s^{-1}) en la banda 0.5-2.0 keV a flujo bolométrico ($\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$). Para ello integramos la emisividad, considerando la respuesta espectral del instrumento, y utilizando, como suele ser habitual (véase por ejemplo: Mohr, Mathiesen & Evrard (1999); Mason & Myers (2000); Grainge et al. (2002b)), un espectro Raymond-Smith (Raymond & Smith, 1977). Suponemos una metalicidad igual a 0.3 la solar y los valores de temperatura electrónica de la tabla 4.4, y aplicamos la corrección del efecto de absorción

Tabla 4.8: Factor de conversión de cnt s^{-1} (en la banda 0.5-2.0 keV) a $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (bolométrico), brillo bolométrico superficial y densidad electrónica derivada para los cúmulos estudiados.

Cúmulo	Factor de conversión ($\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2} / \text{cnt s}^{-1}$)	S_{X0} ($10^{-12}\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{minarc}^{-2}$)	n_{e0}^a ($10^{-3} h^{1/2}\text{cm}^{-3}$)
A399	5.701×10^{-11}	$0.829^{+0.007}_{-0.008}$	3.33 ± 0.41
A401	5.912×10^{-11}	$3.709^{+0.025}_{-0.026}$	8.93 ± 1.07
A478	6.943×10^{-11}	$20.428^{+0.153}_{-0.157}$	$30.40^{+3.96}_{-4.50}$
A1795	4.748×10^{-11}	$6.048^{+0.019}_{-0.012}$	$13.28^{+1.79}_{-1.78}$
A2142	5.624×10^{-11}	$9.554^{+0.049}_{-0.053}$	$15.65^{+2.24}_{-2.08}$
A2244	4.637×10^{-11}	$8.053^{+0.151}_{-0.158}$	$20.18^{+5.93}_{-3.95}$
Coma	5.183×10^{-11}	$1.961^{+0.002}_{-0.004}$	4.84 ± 0.58

^a Modelo cosmológico: $\Omega_M=0.27$, $\Omega_\Lambda=0.73$.

galáctica a partir de las densidades columnares de hidrógeno indicadas también en la tabla 4.4. Aplicamos este método a través de la herramienta PIMMS⁴ de HEASARC, y los valores obtenidos para los factores de conversión se encuentran en la tabla 4.8, junto con los valores derivados para el flujo superficial bolométrico. A partir de aquí se puede determinar la densidad electrónica central despejando en la ecuación (4.14). Si suponemos, a partir de las abundancias solares calculadas por Anders & Grevesse (1989), un valor $n_p/n_e=0.862$ para el cociente entre las densidades de protones y de electrones, y un valor $\bar{g}(T_e)=1.2$ con un error del 20% (Rybicki & Lightman, 1979) para el factor de Gaunt promediado, entonces la densidad electrónica central se expresa, en función de los parámetros característicos del cúmulo obtenidos del ajuste, como:

$$n_{e0} = 1.231 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3} \left[\frac{T_e}{10\text{keV}} \right]^{-1/4} \left[\frac{r_c}{\text{Mpc}} \right]^{-1/2} \left[\frac{S_{X0}}{10^{-12}\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{minarc}^{-2}} \right]^{1/2} \frac{(1+z)^2}{[I_X(\beta)]^{1/2}} \quad (4.27)$$

Los valores así calculados, utilizando un modelo cosmológico con $\Omega_M=0.27$ y $\Omega_\Lambda=0.73$ (en adelante, mientras no se indique lo contrario, en este capítulo se utilizarán siempre estos valores) para obtener r_c a partir de θ_{cz} , se indican en la tabla 4.8.

Tabla 4.9: Valores publicados en otros trabajos para el radio angular del núcleo, β y la densidad electrónica central.

Cúmulo	θ_c (minarc)			β			n_{e0} ($10^{-3} h^{1/2} \text{cm}^{-3}$)	
	(a)	(b)	(c)	(a)	(b)	(c)	(a)	(b)
	A399	4.33 ± 0.45	-	1.89 ± 0.36	0.742 ± 0.042	-	0.53 ± 0.05	$3.17^{+0.14}_{-0.19}$
A401	2.26 ± 0.41	$2.06^{+0.14}_{-0.17}$	2.37 ± 0.09	0.636 ± 0.047	$0.606^{+0.015}_{-0.016}$	0.63 ± 0.01	$7.75^{+0.55}_{-1.00}$	$8.14^{+0.60}_{-0.37}$
A478	1.00 ± 0.15	0.54 ± 0.08	2.43 ± 0.23	0.638 ± 0.014	$0.713^{+0.030}_{-0.033}$	0.75 ± 0.01	$27.19^{+14.86}_{-3.81}$	$52.68^{+4.56}_{-2.07}$
A1795	2.17 ± 0.28	$0.85^{+0.05}_{-0.09}$	$4.01^{+0.20}_{-0.21}$	0.698 ± 0.017	$0.790^{+0.031}_{-0.032}$	0.83 ± 0.02	$10.53^{+0.60}_{-1.74}$	$41.60^{+6.40}_{-2.09}$
A2142	1.60 ± 0.12	$1.22^{+0.40}_{-0.38}$	3.14 ± 0.22	0.635 ± 0.012	$0.787^{+0.082}_{-0.093}$	0.74 ± 0.01	$14.61^{+0.90}_{-1.05}$	$21.84^{+2.35}_{-3.32}$
A2244	0.82 ± 0.14	$0.81^{+0.33}_{-0.22}$	-	0.580 ± 0.018	$0.594^{+0.061}_{-0.045}$	-	$16.88^{+1.90}_{-2.59}$	$18.21^{+2.62}_{-4.00}$
Coma	9.32 ± 0.10	9.92 ± 0.67	-	0.670 ± 0.003	0.705 ± 0.046	-	4.49 ± 0.04	$4.38^{+0.06}_{-0.07}$

^a Mason & Myers (2000). En esta referencia los valores de n_{e0} que aparecen fueron calculados utilizando un modelo cosmológico con $\Omega_M=1.0$ y $\Omega_\Lambda=0.0$. Con el fin de tener una comparación precisa con nuestros resultados, los que aquí se muestran han sido reescalados a un modelo cosmológico con $\Omega_M=0.27$ y $\Omega_\Lambda=0.73$.

^b Mohr, Mathiesen & Evrard (1999). Nótese que en esta referencia se dan valores de r_c y aquí se muestran los θ_c calculados a partir de ellos. Además, los valores de n_{e0} aparecen en función de h_{50} y para un modelo cosmológico con $\Omega_M=1.0$ y $\Omega_\Lambda=0.0$; los valores que aquí se indican han sido reescalados al valor de h ($\equiv h_{100}$) y a un modelo cosmológico con $\Omega_M=0.27$ y $\Omega_\Lambda=0.73$.

^c Sanderson et al. (2003).

En la tabla 4.9 se muestra una comparación entre nuestros resultados y los obtenidos por otros autores para θ_c , β y n_{e0} . El acuerdo con Mason & Myers (2000) es bueno y en la mayoría de los casos los niveles de incertidumbre se solapan a 1σ . Sin embargo, se aprecia que nuestros valores para θ_{cz} y β se encuentran siempre ligeramente por debajo, es decir, los perfiles de densidad que hemos obtenido tienen pendientes algo más pronunciadas. Esto implica que los valores máximos de flujo en rayos-X que obtenemos deben ser más elevados, y de hecho se observa que las densidades electrónicas que derivamos son siempre ligeramente superiores a las de Mason & Myers (2000). Estas discrepancias, aunque sistemáticas, son poco significativas y además mucho menores que las diferencias con los resultados de otros autores (Mohr, Mathiesen & Evrard, 1999; Sanderson et al., 2003). Son consecuencia de que en este tipo de análisis generalmente existe una alta degeneración entre los valores de θ_{cz} y β (Grainge et al., 2002b). Esto se pone de manifiesto en las gráficas de la figura 4.5, en las que se muestra la función de verosimilitud (ecuación 4.25) en el espacio de parámetros $\theta_{cz} - \beta$. La región de alta densidad de probabilidad se extiende desde valores simultáneamente

⁴<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/Tools/w3pimms.html>

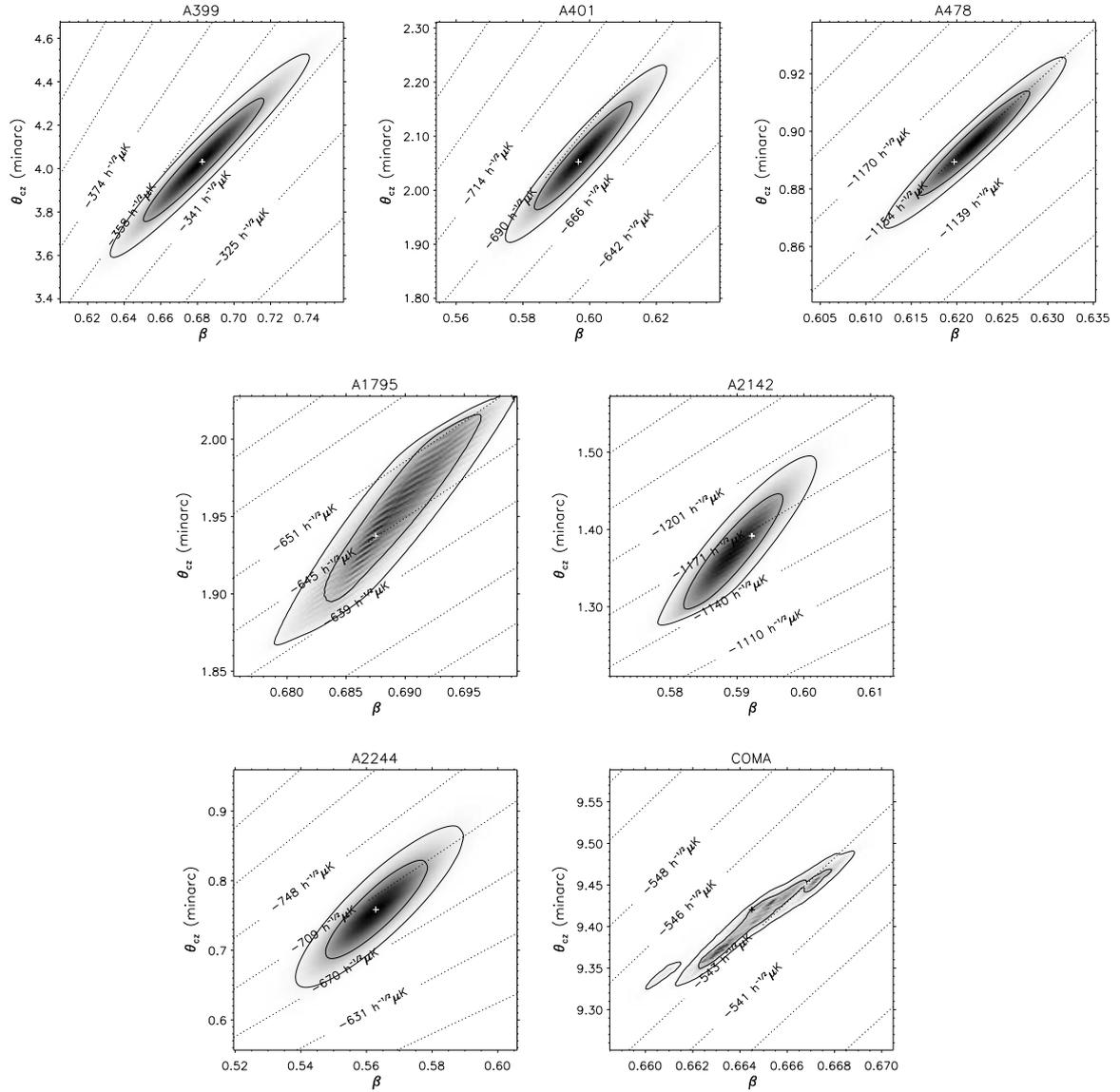


Figura 4.5: Funciones de verosimilitud, $P(c|m)$, en función del radio del núcleo a lo largo de la línea de visión, θ_{cz} , y del parámetro β , obtenidas marginalizando sobre n_{e0} , pero fijando el cociente entre θ_{cx} y θ_{cy} , el ángulo de inclinación φ , y las coordenadas A.R. y Dec. (que son parámetros muy bien determinados por el ajuste). La cruz representa la combinación más probable de θ_{cz} y β , indicada en la tabla 4.7. Las dos líneas continuas indican los niveles de confianza del 68% y 95%. Las líneas discontinuas muestran los decrementos SZ centrales ΔT_0 predichos a la frecuencia de VSA para cada combinación de parámetros (θ_{cz}, β) y con la densidad electrónica central más probable.

bajos de θ_{cz} y β hasta valores notablemente más altos de ambos parámetros, y a ello se debe que las diferencias entre los valores de θ_{cz} y β de estos ajustes y los obtenidos por otros autores tengan generalmente igual signo. Por lo tanto, aunque las imágenes de rayos-X restringen con precisión los cuatro parámetros restantes de nuestro modelo, dan lugar a cierta degeneración entre θ_c y β . Sin embargo, se ha estimado el decremento SZ central, ΔT_0 , a la frecuencia de VSA para cada combinación (θ_c, β) , utilizando la densidad electrónica central más probable en cada caso, y se ha comprobado que presenta una pequeña variación (menor que el $\sim 5\%$) dentro de la región de nivel de confianza al 95% en el espacio de parámetros $\theta_c - \beta$, como puede apreciarse en la figura 4.5. Esto demuestra que nuestras estimaciones subsiguientes prácticamente no se verán afectadas por esta degeneración.

4.4. Descripción de las observaciones y reducción de los datos

Todas las observaciones de estos cúmulos han sido realizadas con la configuración extendida de VSA⁵, mayoritariamente entre octubre de 2001 y marzo de 2002. Para mejorar el nivel de señal a ruido en algunos cúmulos, durante 2003 se realizaron algunas observaciones. Estas últimas se hicieron tras el cambio del oscilador local en julio de 2002, con lo que su frecuencia de observación fue 33 GHz, a diferencia de la de las primeras, 34.1 GHz. Los calibradores secundarios utilizados fueron Cas A y Crab y se siguió el proceso de reducción estándar ya explicado en el apartado 2.5. Con el objetivo de reducir el error de calibración, se reescalaron los datos a la temperatura de Júpiter determinada por WMAP (véase el apartado 2.4.1).

Tabla 4.10: Detalles de las observaciones con VSA de los cúmulos. Se indican las coordenadas centrales de los apuntados, el tiempo total de observación, el tiempo total de integración, el tiempo efectivo de integración y el nivel de ruido alcanzado en cada caso, calculado a partir del RMS en los bordes de los mapas limpios. También se muestra una estimación teórica del decremento SZ observado con VSA a partir del modelo definido por las imágenes de rayos-X, y el decremento real detectado en los mapas.

Cúmulo	A.R. (B1950)	Dec. (B1950)	t_{obs}	t_{int}	t_{int}^{ef}	RMS _{RTER} (mJy/haz)	ΔS_0^{pred} (mJy/haz)	ΔS_0 (mJy/haz)
A399	02 55 05.33	12 50 57.6	150 ^h 52 ^m	109 ^h 22 ^m	87 ^h 56 ^m	11.22	-63.85	-35.41
A401	02 56 12.55	13 22 50.1	128 ^h 28 ^m	90 ^h 30 ^m	65 ^h 13 ^m	18.68	-88.43	-81.45
A478	04 10 40.89	10 20 26.0	159 ^h 52 ^m	111 ^h 00 ^m	88 ^h 24 ^m	12.71	-88.76	-114.84
A1795	13 46 34.43	26 50 37.5	148 ^h 31 ^m	83 ^h 39 ^m	69 ^h 32 ^m	12.64	-76.71	-109.77
A2142	15 56 16.45	27 22 08.0	74 ^h 46 ^m	56 ^h 51 ^m	42 ^h 57 ^m	17.50	-131.14	-119.54
A2244	17 00 52.86	34 07 54.5	129 ^h 19 ^m	90 ^h 20 ^m	68 ^h 05 ^m	15.32	-56.19	-
Coma	12 57 30.00	28 11 00.0	130 ^h 41 ^m	75 ^h 19 ^m	55 ^h 11 ^m	21.03	-105.06	-116.26

En la tabla 4.10 se muestra el tiempo de observación total dedicado a cada apuntado. El tiempo de integración es el obtenido sumando sólo los días de observación que han sido utilizados, tras eliminar los días de alto nivel de ruido o cuyos mapas presentan mal aspecto como consecuencia de malas condiciones meteorológicas. El número de días que eliminamos sobre el total es del orden del 32%. El tiempo efectivo de integración, también indicado en la tabla, da cuenta no sólo del número de días que han sido eliminados, sino de la cantidad de datos que no han sido considerados dentro de las observaciones diarias, a través de la eliminación de ciertas líneas de base o antenas, afectadas por diversos factores de carácter instrumental. También se indica el nivel de ruido alcanzado en cada caso, calculado a través de la dispersión de los datos en los bordes de los mapas limpios. Como se verá, estos niveles de ruido serán suficientes para obtener detecciones significativas de efecto SZ en la mayoría de los cúmulos.

⁵Coma también fue observado anteriormente con la configuración compacta, más adecuada dada la mayor extensión angular de este cúmulo, pero estas observaciones no son útiles debido a su bajo tiempo de integración.

4.5. Sustracción de fuentes puntuales

Tal y como se indicó en el apartado 4.1.2, las radiofuentes puntuales son el contaminante más importante de las observaciones de SZ en escalas angulares pequeñas. Por ello, se deben identificar con antelación las radiofuentes presentes en los campos de observación, para luego ser observadas con el sustractor de fuentes puntuales y eliminadas de los datos. Se siguió la estrategia descrita en el apartado 2.2.2, añadiendo un nuevo paso consistente en la selección de fuentes a partir de catálogos a baja frecuencia.

Se identificaron en los catálogos NVSS, a 1.4 GHz (Condon et al., 1998), y GB6, a 4.85 GHz (Gregory et al., 1996), todas las fuentes situadas a una distancia angular de cada apuntado menor que 2° . Se tuvo en cuenta que, como consecuencia de las diferentes resoluciones angulares de estos dos catálogos ($\text{FWHM}_{\text{GB6}} \approx 3'.5$ y $\text{FWHM}_{\text{NVSS}} \approx 45''$), una fuente observada individualmente por GB6 puede estar asociada a múltiples fuentes de NVSS. Por ello, las posiciones de las fuentes fueron asignadas de acuerdo con sus coordenadas en el catálogo GB6. A continuación se localizaron todas las fuentes de NVSS a una distancia angular menor de $5'$, se les aplicó la corrección del haz primario de GB6 y se sumaron todos los flujos corregidos. El flujo así calculado, junto con el de la fuente en el catálogo GB6, se utilizó para estimar el índice espectral α entre esas dos frecuencias, modelando la dependencia espectral de la forma $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$. Este índice espectral se utilizó finalmente para extrapolar el flujo a 33 GHz. Se insertaron entonces en el programa de observación todas aquellas fuentes con flujos extrapolados superiores a 50 mJy. No obstante, teniendo en cuenta la posibilidad de que hubiera fuentes con espectro plano, o incluso invertido, que no hubiéramos identificado al no estar presentes en estos catálogos de baja frecuencia, el RT se utilizó para hacer rastreos de las regiones centrales de cada apuntado a 15 GHz. Todos aquellos picos localizados en este rastreo con flujos superiores a ≈ 20 mJy fueron también incorporados al programa de observación. Esta estrategia nos aseguró la identificación no sólo de las fuentes potencialmente brillantes presentes en los campos, sino también de las fuentes más débiles presentes en las regiones centrales de los cúmulos.

Las radiofuentes así identificadas fueron observadas por el sustractor de fuentes puntuales de manera simultánea a las observaciones de los cúmulos realizadas por el instrumento principal. La reducción, y la combinación de los datos de días individuales para la obtención de los flujos finales fueron llevadas a cabo siguiendo el procedimiento indicado en el apartado 2.5.2. Los campos de los cúmulos A399 y A401 tienen asociadas las mismas radiofuentes, por lo que para tener una estimación más precisa de sus flujos se han combinado conjuntamente las medidas de los dos campos. Los flujos finalmente determinados para las fuentes de cada campo se muestran en la tabla 4.11, y son los que se utilizaron para realizar la sustracción. Al construir los mapas este proceso se llevó a cabo mediante la rutina UVSUB de AIPS siguiendo el mecanismo explicado en el apartado 2.6. En la figura 4.8 se aprecia el efecto de las radiofuentes en los mapas, especialmente claro en algunos casos, y se comprueba la eficacia del proceso en los mapas construidos a partir de las visibilidades sustraídas de fuentes puntuales. Aparte, como los análisis subsiguientes serán llevados a cabo principalmente en el plano de apertura, se generaron ficheros de visibilidades sustraídas de fuentes puntuales, mediante un mecanismo similar al que utiliza UVSUB.

En la tabla 4.11 se muestran también los flujos estimados a través de la correlación entre NVSS y GB6, el flujo a 15 GHz en aquellas fuentes que fueron detectadas por el RT y los flujos observados en los mapas antes de la sustracción, tras ser corregidos por la respuesta del haz primario. En el caso de A399 y A401 se indica el promedio de los flujos detectados en los dos campos individuales, previamente a la construcción del mosaico. Nótese que en los casos de las fuentes lejanas a los centros de apuntado la corrección del haz primario provoca un gran aumento del valor de flujo y de su barra de error. Se aprecia que el valor extrapolado resultó un buen estimador del flujo, a excepción de algunas fuentes como por ejemplo 0410+1104 en A478, en la que hay una notable discrepancia que sugiere que el índice espectral puede no ser constante entre 1.4 y 33 GHz. En la figura 4.6 se representa una comparación entre los valores de flujo medidos por el sustractor y los

Tabla 4.11: Radiofuentes presentes en los campos de observación. Se indican sus coordenadas, el flujo extrapolado a 33 GHz a partir de los valores de NVSS y GB6, el flujo medio a 15 GHz por el RT, el flujo medido por el sustractor de fuentes puntuales (que es el que se ha utilizado para sustraer las fuentes de los datos) y el flujo detectado en los mapas de VSA antes de la sustracción. Las radiofuentes marcadas con un asterisco son las que han sido utilizadas como calibradores de fase (el calibrador de fase de Coma no aparece en la lista porque dista $\sim 5^\circ$ del centro de apuntado).

	Nombre	A.R. (B1950)	Dec. (B1950)	Flujo (mJy)			
				NVSS-GB6 33 GHz	RT 15 GHz	Sustractor 33 GHz	Mapa 33 GHz
A399/A401	0249+1244	02 49 36.0	12 44 19	-	-	18 ± 7	25 ± 41
	0253+1322*	02 53 50.6	13 22 25	324	342 ± 17	235 ± 8	241 ± 16
	0255+1340	02 55 24.3	13 40 10	31	-	36 ± 4	21 ± 18
	0255+1124	02 55 37.0	11 24 43	-	-	10 ± 7	109 ± 47
	0255+1322	02 55 46.8	13 22 19	36	53 ± 3	29 ± 4	1 ± 15
	0256+1131	02 56 01.1	11 31 00	84	-	54 ± 9	85 ± 34
	0256+1342	02 56 53.6	13 42 59	35	66 ± 3	26 ± 5	101 ± 20
	0257+1125	02 57 24.5	11 25 45	60	-	55 ± 4	102 ± 57
	0258+1303	02 58 33.7	13 03 53	21	17 ± 3	13 ± 6	38 ± 20
	0259+1207*	02 59 47.5	12 07 18	304	-	107 ± 9	186 ± 43
	0300+1257	03 00 22.9	12 57 22	80	-	97 ± 7	72 ± 35
	A478	0408+0835	04 08 52.3	08 35 38	190	-	61 ± 12
0410+1104*		04 10 54.7	11 04 43	836	-	395 ± 9	409 ± 18
0411+1010		04 11 01.6	10 10 20	20	14 ± 3	7 ± 4	26 ± 13
0412+1044		04 12 49.4	10 44 12	19	-	2 ± 4	-25 ± 16
0413+1101		04 13 43.0	11 01 50	-	-	44 ± 7	5 ± 24
0414+1204		04 14 19.0	12 04 06	-	-	45 ± 9	57 ± 137
0417+1038		04 17 28.0	10 38 23	-	-	28 ± 8	62 ± 78
A1795		1339+2724*	13 39 50.3	27 24 42	523	-	380 ± 9
	1345+2516	13 45 44.5	25 16 01	55	-	12 ± 7	123 ± 61
	1346+2642	13 46 08.7	26 42 42	90	-	8 ± 10	-31 ± 12
	1346+2650	13 46 34.0	26 50 25	54	51 ± 3	31 ± 9	-65 ± 12
	1349+2719	13 49 03.9	27 19 48	24	8 ± 3	20 ± 11	6 ± 18
	1349+2524	13 49 40.7	25 24 17	319	-	7 ± 6	119 ± 63
A2142	1548+2727	15 48 08.1	27 27 02	164	-	58 ± 7	131 ± 137
	1552+2755	15 52 28.0	27 55 35	62	-	2 ± 6	86 ± 34
	1554+2711	15 54 51.0	27 11 25	68	-	10 ± 1	5 ± 19
	1558+2711	15 58 04.2	27 11 13	165	-	5 ± 6	18 ± 20
	1558+2653	15 58 57.4	26 53 35	38	56 ± 3	17 ± 6	55 ± 25
	1600+2618	16 00 03.4	26 18 43	55	-	38 ± 6	37 ± 56
	1600+2654*	16 00 34.5	26 54 15	603	-	176 ± 14	130 ± 35
	1603+2730*	16 03 34.0	27 30 49	-	-	35 ± 5	7 ± 92
	1604+2725	16 04 54.3	27 25 22	327	-	186 ± 17	297 ± 176
A2244	1653+3248	16 53 49.5	32 48 55	152	-	48 ± 6	334 ± 177
	1656+3448*	16 56 12.3	34 48 01	513	-	297 ± 11	316 ± 36
	1656+3337	16 56 32.0	33 37 46	62	-	5 ± 6	10 ± 30
	1700+3434	17 00 59.8	34 34 10	26	-	4 ± 6	-11 ± 17
	1702+3341	17 02 23.5	33 41 01	27	-	10 ± 5	59 ± 18
	1706+3350	17 06 11.5	33 50 37	110	-	95 ± 8	95 ± 34
	Coma	1248+2839	12 48 36.0	28 39 47	75	-	46 ± 11
1249+2807		12 49 25.0	28 07 55	71	-	29 ± 9	252 ± 155
1250+2755		12 50 49.0	27 55 57	99	-	82 ± 8	213 ± 86
1251+2753		12 51 46.0	27 53 41	311	-	245 ± 4	225 ± 60
1254+2717		12 54 04.0	27 17 17	57	-	56 ± 5	28 ± 50
1255+2836		12 55 36.0	28 36 36	96	49 ± 3	26 ± 9	37 ± 26
1256+2925		12 56 08.0	29 25 19	53	-	10 ± 12	-24 ± 58
1257+2813		12 57 11.0	28 13 40	-	27 ± 3	34 ± 7	-39 ± 21
1258+2846		12 58 04.1	28 46 18	226	251 ± 13	224 ± 7	212 ± 27
1258+2837		12 58 55.6	28 37 45	-	34 ± 3	31 ± 5	94 ± 25
1258+2858		12 58 59.0	28 58 59	168	-	10 ± 7	53 ± 34
1259+2725		12 59 56.3	27 25 54	58	-	49 ± 9	94 ± 36
1303+2718		13 03 59.0	27 18 37	52	-	45 ± 9	76 ± 124

detectados en los mapas. Por lo general, en las fuentes más brillantes la diferencia entre las dos medidas es menor que 1σ , pero en otros casos existen discrepancias significativas. Esto es debido a que la medida del mapa se encuentra afectada por las fluctuaciones primarias del FCM y por el

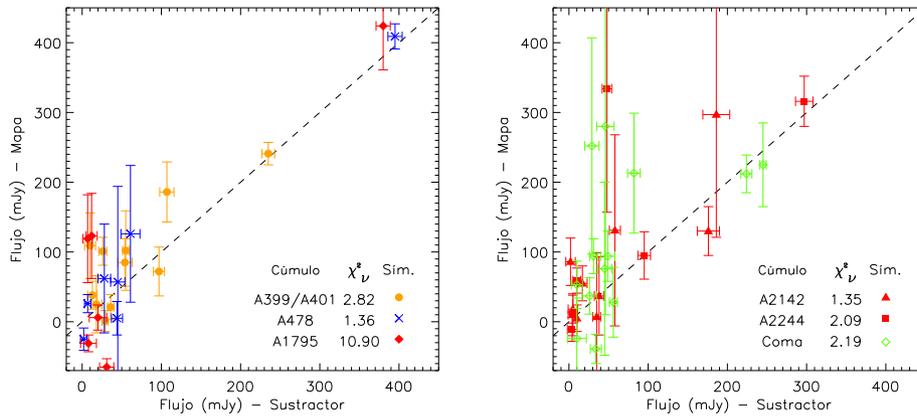


Figura 4.6: Comparación, para los distintos cúmulos de galaxias, entre los flujos medidos por el sustractor y los detectados en los mapas de VSA antes de la sustracción en las posiciones de las radiofuentes. Se indica en cada caso la función χ^2 reducida (dividida por el número de grados de libertad: $\nu = N_f - 1$, siendo N_f el número de fuentes puntuales en cada caso). El valor global, obtenido combinando todas las medidas es $\chi^2_\nu = 2.72$.

ruido. En las posiciones de algunas fuentes débiles se detectan incluso flujos negativos. En los casos de 1346+2642 y 1346+2650 en A1795, y de 1257+2813 en Coma, esto es debido a que se encuentran sobre la región donde el cúmulo produce un efecto detectable. En ninguna de estas tres fuentes la medida del sustractor indica un valor muy alto del flujo, por lo que previsiblemente no afectan de forma significativa a la medida del efecto SZ incluso en los mapas previos a la sustracción.

Aunque se ha dicho que las observaciones del sustractor son simultáneas a las del instrumento principal, esto no es rigurosamente cierto. Debido a mal funcionamiento del sustractor, hubo períodos en los que éste no produjo medidas. De igual forma, en algunos casos, para mejorar la precisión de la estimación del flujo, se realizaron medidas adicionales en días en los que no hay observaciones del instrumento principal. Esto puede tener el inconveniente de que el valor derivado por el sustractor no sea una buena estimación del flujo que debe ser sustraído de los datos, en caso de una posible variabilidad de las fuentes. Por ejemplo, la fuente 0255+1340 en A399/A401 es variable según Mason, Myers & Readhead (2001), y precisamente por este motivo ha sido incluida en la lista de observación, a pesar de que su flujo extrapolado es inferior a 50 mJy y de no ser detectada por el RT. En el trabajo publicado por el grupo (Lancaster et al., 2005), en el que se hizo un estudio de estas observaciones SZ diferente al que aquí se presenta, con el fin de evitar los problemas derivados de una posible variabilidad, los flujos estimados por el sustractor no se sustrajeron directamente de los datos, sino que se introdujeron, junto a sus barras de error, como parámetros iniciales en el análisis (téngase en cuenta que las fuentes que presenten variabilidad deben tener unas barras de error mayores). De cualquier modo, el análisis de la variación de la amplitud de la señal del sustractor a lo largo de todo el período de observación demuestra que la mayoría de las fuentes no presenta variabilidad.

Para estimar el nivel de confusión introducido por las radiofuentes residuales seguimos el formalismo presentado en el apartado 3.4.1. Considerando de manera conservadora, como se hizo en el apartado 3.4, un valor extremo negativo del índice espectral $\alpha = -1$, se deriva que el rastreo del RT nos aseguró la identificación de todas las fuentes con flujos a 33 GHz superiores a ≈ 44 mJy. Por lo tanto, es razonable tomar como límite de sustracción $S_{\text{lim}} = 50$ mJy⁶, que es el mismo umbral que se consideró para seleccionar fuentes a partir de la extrapolación utilizando GB6 y NVSS. Considerando el modelo dado por la ecuación (3.1) y aplicando la ecuación (3.2) se determina un nivel de confusión $\sigma_{\text{fres}} = 6.1$ mJy/haz. Nótese que, dado que en los cúmulos de galaxias la densidad de radiofuentes

⁶Nótese sin embargo que éste no es estrictamente un límite de sustracción porque en la práctica se sustrajeron de los datos todas las fuentes indicadas de la tabla 4.11.

debe ser sensiblemente superior a la que se deriva del modelo de la ecuación (3.1), este nivel de confusión podría ser en realidad ligeramente superior. En cualquier caso, si lo comparamos con los flujos típicos de los decrementos SZ, que como veremos son típicamente de ~ -110 mJy/haz, y con el nivel de ruido de ~ 16 mJy/haz, concluimos que la estrategia que hemos seguido es suficientemente conservadora.

4.6. Simulación de las observaciones en el plano de apertura

Un estudio, previo a la realización de los mapas, de la respuesta de VSA en el plano de apertura a las observaciones SZ de los cúmulos, permite estimar qué cúmulos serán detectados con un mayor nivel de significación. Además permite determinar en qué líneas de base la respuesta será más eficiente, y por lo tanto fijar qué rango de longitudes de líneas de base se debe utilizar para optimizar la señal SZ en los mapas finales. Con el objetivo de simular la respuesta de VSA a la señal SZ en función de la longitud de línea de base, se ha seguido esencialmente el proceso descrito en Grainge et al. (2002b):

- i) Se simula la distribución de temperatura en el plano real. Para ello se estima el decremento SZ central, ΔT_0 , a través de la ecuación (4.12), que a la frecuencia de VSA y tras la sustitución de las constantes físicas se puede expresar como

$$\Delta T_0 = -42.561 h^{-1/2} \mu\text{K} \left[\frac{T_e}{10\text{keV}} \right] \left[\frac{n_{e0}}{10^{-3}h^{1/2}\text{cm}^{-3}} \right] \left[\frac{r_{cz}}{10^{-1}h^{-1}\text{Mpc}} \right] I_{SZ}(\beta) \quad , \quad (4.28)$$

donde r_{cz} es calculado a partir de θ_{cz} utilizando un modelo cosmológico con $\Omega_M=0.27$, $\Omega_\Lambda=0.73$ y $h=0.73$ (Rebolo et al., 2004). A partir del valor derivado de esta ecuación, que es obtenido utilizando los parámetros resultantes de los ajustes de rayos-X indicados en las tablas 4.7 y 4.8, se construye la distribución de brillo utilizando el modelo elipsoidal introducido en el apartado 4.3.2. Según este modelo, y utilizando una notación equivalente a la indicada en la figura 4.3, el decremento de temperatura en un punto situado a unas distancias angulares α y δ del centro de apuntado es

$$\Delta T(\alpha, \delta) = \Delta T_0 \left[1 + \left(\frac{(\alpha - \alpha_0)\cos\varphi - (\delta - \delta_0)\text{sen}\varphi}{\theta_{cx}} \right)^2 + \left(\frac{(\alpha - \alpha_0)\text{sen}\varphi + (\delta - \delta_0)\cos\varphi}{\theta_{cy}} \right)^2 \right]^{-3\beta/2+1/2} \quad , \quad (4.29)$$

donde ahora (α_0, δ_0) representa la posición de las coordenadas ajustadas de rayos-X (A.R. y Dec. de la tabla 4.7) respecto a las coordenadas del apuntado de VSA (A.R. y Dec. de la tabla 4.10).

- ii) Se transforman las unidades de temperatura (μK) a flujo (mJy), utilizando la ecuación (2.7).
- iii) Se multiplica por la respuesta del haz primario; se aproxima para ello el haz primario por una Gaussiana de FWHM=2.1°.
- iv) Se aplica una transformada de Fourier inversa para pasar al plano de apertura.
- v) Se aplica la convolución con el haz sintetizado de cada observación.

Los perfiles SZ, en función de la longitud de línea de base proyectada, obtenidos para cada uno de los siete cúmulos se muestran en la figura 4.7, en la que también se indica la función ventana de VSA y el nivel de confusión que introduce el FCM primordial. Como es evidente, los cúmulos con mayor radio del núcleo, Coma, A399 y A401, muestran un efecto SZ mayor en las líneas de base

menores. Es probable entonces que las observaciones resuelven espacialmente estos cúmulos, y para una visualización más eficiente de los mismos sería necesario construir mapas utilizando las líneas de base más cortas. Además, debido a las pronunciadas caídas de sus perfiles, el nivel de confusión introducido por el FCM primordial debe ser más crítico, especialmente en el caso de A399, cuyo perfil permanece sólo un factor ~ 2 por encima de la curva correspondiente al FCM primordial. Sin embargo, otros cúmulos de menor radio del núcleo y por tanto menor flujo en líneas de base pequeñas, presentan un perfil con una caída no tan pronunciada, de manera que en el rango de longitudes de líneas de base de VSA ($50\lambda \lesssim b_\lambda \lesssim 220\lambda$) sus perfiles se mantienen a un nivel alto; especialmente A2142, cuyo flujo promedio en este rango es el mayor de todos los cúmulos, y por lo tanto previsiblemente será el cúmulo que produzca un decremento SZ más intenso. El perfil de A2244, aunque permanece aproximadamente constante, es muy bajo y muy próximo al nivel de ruido, con lo que en este caso será difícil obtener una detección significativa de efecto SZ.

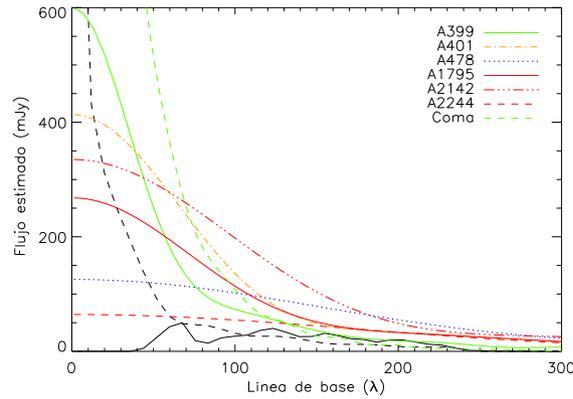


Figura 4.7: Perfiles SZ en el plano de apertura predichos para los siete cúmulos observados, en función de la longitud de línea de base proyectada. La línea negra continua representa la función ventana de VSA (unidades arbitrarias) estimada a partir del muestreo del plano de Fourier producido por estas observaciones. La línea negra discontinua indica la varianza de muestreo del FCM primordial en cada escala angular.

Con el fin de obtener una estimación del decremento de flujo que se observará en los mapas, a partir de las visibilidades simuladas en el plano de apertura, realizamos una transformada de Fourier para obtener la nueva distribución de flujo en el plano real convolucionada con el haz sintetizado de la observación. Los decrementos centrales obtenidos, ΔS_0^{pred} , son los que se indican en la tabla 4.10. De acuerdo con lo que se deduce de la inspección de la figura 4.7, los cúmulos con mayor y menor flujos predichos son respectivamente A2142 y A2244. Para expresar estos decrementos en términos de temperatura de brillo se aplica la ecuación (3.3)⁷.

4.7. Mapas de VSA

Aunque para evitar el efecto introducido por el haz sintetizado, el análisis de los perfiles de densidad, a partir de los cuales se extraen los ΔT_0 , se realiza íntegramente en el plano de apertura, es útil generar los mapas porque éstos proporcionan información sobre las características morfológicas de los cúmulos, sobre la incidencia del FCM primordial en los datos, sobre los niveles de ruido, permiten

⁷Téngase en cuenta que esta ecuación fue deducida utilizando el ángulo sólido subtendido por el haz sintetizado de unas observaciones diferentes. Sin embargo, el cambio de este factor que provoca la variación de la forma del haz sintetizado de unas observaciones a otras es poco significativo, de manera que el factor de conversión dado por dicha ecuación puede ser aceptado de manera general. Aunque en cada caso particular utilizamos el factor correspondiente, calculado con exactitud.

una comparación con las imágenes de rayos-X, y además sirven como comprobación del proceso de reducción. El mecanismo estándar de elaboración de mapas ya fue explicado en el apartado 2.6, así que a continuación se comentarán sólo los aspectos particulares.

Los mapas de los cúmulos A399 y A401, separados una distancia angular de $37'$ (inferior a la FWHM de un haz primario), han sido combinados en forma de mosaico. Para llevar a cabo el proceso de limpiado colocamos cajas en las posiciones de los cúmulos, y también en las posiciones de las fuentes en los mapas previos a la sustracción de fuentes puntuales. Los mapas sucios muestran las manchas espurias que provocan las señales SZ de los cúmulos y las fuentes puntuales más brillantes a través de los lóbulos laterales del haz sintetizado, lo que indica que la deconvolución del haz sintetizado es necesaria. Se han colocado también cajas cubriendo algunas estructuras extendidas que parecen debidas a anisotropías primarias del FCM, algunas de las cuales provocan también manchas espurias identificables. El proceso de limpiado reconoce entonces las estructuras localizadas dentro de estas cajas como reales y trata de identificar y eliminar las señales espurias que provocan en otras zonas del mapa a través la convolución con el haz sintetizado. Grainge et al. (2002a) recomiendan además realizar un segundo limpiado en todo el mapa hasta una profundidad de $2\sigma_n$; es decir, se considerarían en este caso como reales todas las estructuras que, tras el primer limpiado, estuvieran al menos un factor 2 por encima del nivel de ruido. Sin embargo, se ha comprobado que después del primer limpiado con cajas los residuos son suficientemente pequeños, así que no se efectúa el segundo limpiado en todo el mapa para evitar que las estructuras reales se vean afectadas. En el caso del mosaico A399/A401 el limpiado se realizó individualmente en cada mapa. También se podría haber llevado a cabo sobre el mosaico, lo que hubiera tenido el inconveniente de la elección del haz sintetizado, pero la ventaja de obtener un mayor nivel de señal a ruido en las regiones de solapamiento. No obstante, en este caso el solapamiento no es muy grande, y además una ligera pérdida de sensibilidad en esa zona no resulta muy perjudicial puesto que estamos interesados fundamentalmente en las regiones de los cúmulos.

Como se indicó en el apartado anterior, los cúmulos de mayor extensión angular de nuestra muestra provocan una señal SZ más significativa en las líneas de base más cortas, de forma que para optimizar la visualización de estas grandes escalas angulares es necesario eliminar las líneas de base largas. Como se ha explicado en el apartado 2.6, esto puede llevarse a cabo mediante la eliminación de todas las líneas de base de longitudes superiores a un determinado valor (con UVRANGE), o bien aplicando un filtrado Gaussiano con un determinado valor de σ , que concede menos peso a las líneas de base largas (mediante UVTAPER). Se ha seleccionado el segundo método, y el valor de σ es elegido en función de la información proporcionada por la figura 4.7. Idealmente se debería elegir un criterio tal como seleccionar como corte la longitud de línea de base en la que el perfil decae un factor e ; sin embargo, esto no es factible dado que por ejemplo en Coma supondría cortar en $\approx 28\lambda$ y las líneas de base más cortas de VSA en estas observaciones miden $\sim 50\lambda$. Por lo tanto, además de a la forma funcional de los perfiles, hay que atender a la cobertura del plano $u-v$ de cada observación y también al aspecto de los mapas construidos con todas las líneas de base. Finalmente, los cortes elegidos son 100λ para Coma y A1795, 130λ para el mosaico de A399 y A401 y para el mapa de A2142, 190λ para A478 y 233λ para A2244.

En la figura 4.8 se presentan los mapas limpios de los siete cúmulos, antes y después de la sustracción de fuentes puntuales, con todas las líneas de base y también tras eliminar las líneas de base largas. Se comprueba que el proceso de sustracción de fuentes puntuales ha resultado eficiente, especialmente en las fuentes más brillantes: 0253+1322, 0410+1104, 1656+3448 y 1258+2846, respectivamente en el mosaico de A399 y A401 y en los mapas de A478, A2244 y Coma. Los mapas están en general dominados por los efectos SZ de los cúmulos. No obstante, también muestran una clara contaminación causada por anisotropías primarias, que en algunos casos alcanzan niveles de $\approx 5\sigma_n$. Las manchas de origen primordial son especialmente visibles en el mosaico A399/A401, a lo largo de toda la región comprendida por los haces primarios de las dos observaciones, hacia el norte de A478, y hacia el sur de A1795 en zonas alejadas del decremento SZ. Los mapas de A2142 y A2244 parecen relativamente poco contaminados por FCM primordial. Por otro lado, el mosaico

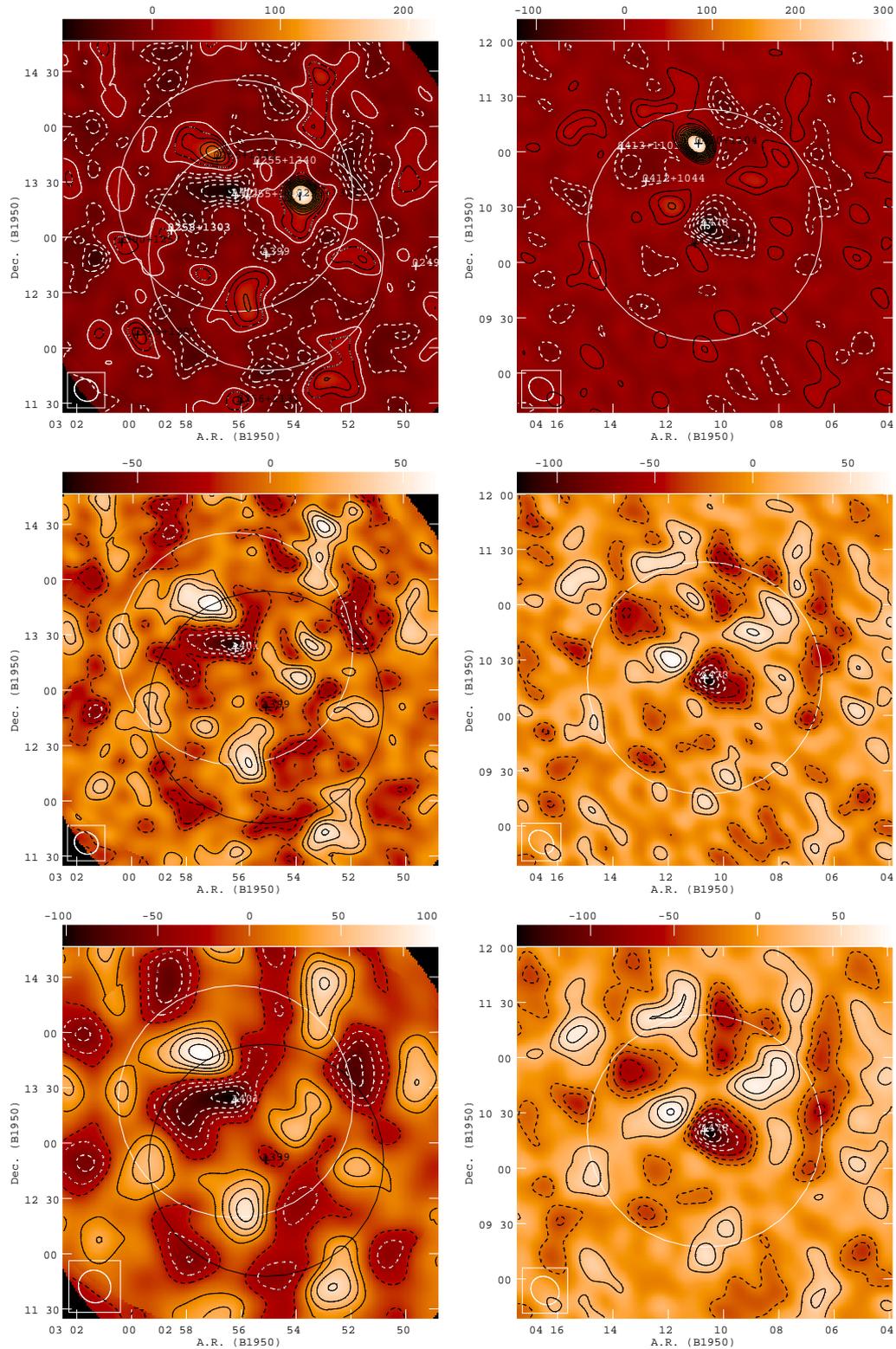


Figura 4.8: Mapas limpios de VSA del mosaico A399/A401 (izquierda) y de A478 (derecha). Fila superior: mapas antes de la sustracción de fuentes puntuales cuyas posiciones aparecen indicadas, así como los centros de rayos-X de los cúmulos, y las FWHM (2.1°) de los haces primarios. Fila intermedia: mapas tras la sustracción de dichas fuentes. Fila inferior: mapas tras el filtrado de las líneas de base largas. Los contornos continuos (discontinuos) indican incrementos (decrementos) sobre el nivel promedio, siendo la diferencia entre ellos $1.5\sigma_n$. La FWHM ($\approx 11'$) del haz sintetizado se indica en cada caso en la esquina inferior izquierda. El rango dinámico de cada mapa se representa en la barra superior en mJy/haz, según la calibración con la temperatura de Júpiter derivada de Mason et al. (1999); para reescalar al valor de WMAP, que es lo que se ha hecho en este estudio, se debe multiplicar los valores indicados por 146.6/153.

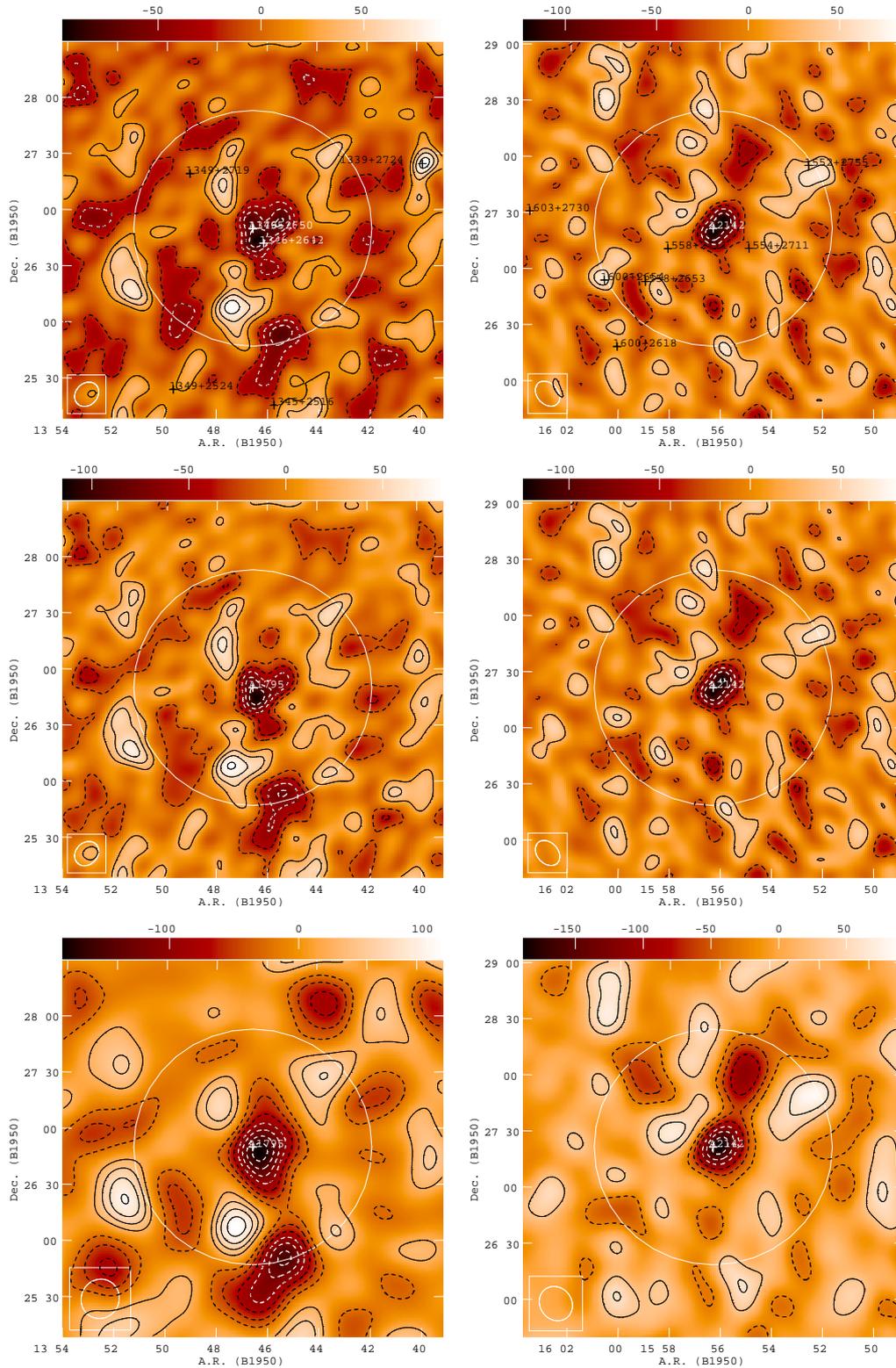


Figura 4.8: Mapas análogos correspondientes a los cúmulos A1795 (izquierda) y A2142 (derecha).

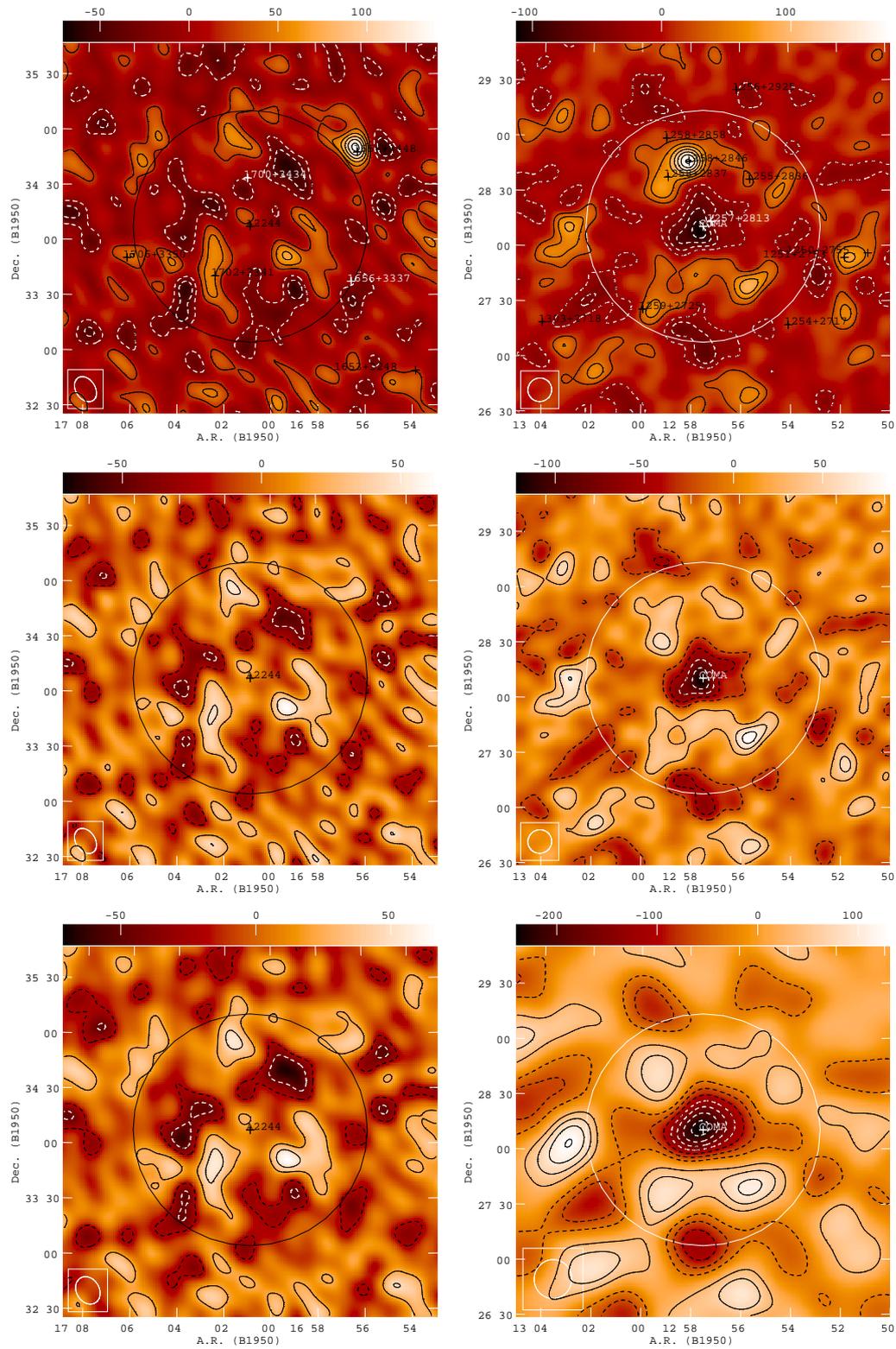


Figura 4.8: Mapas análogos correspondientes a los cúmulos A2244 (izquierda) y Coma (derecha).

A399/A401 no muestra evidencia clara, en forma de decremento SZ, de la conexión entre los dos cúmulos sugerida por Fujita et al. (1996); Fabian, Peres & White (1997), aunque la señal entre ambos es ligeramente negativa.

Todos los cúmulos muestran detecciones de efecto SZ claras, salvo A399, en cuya posición se detecta un decremento marginal a $3.2\sigma_n$, y A2244, que no genera un decremento observable. Los valores de flujo medidos en las posiciones de los cúmulos en los mapas construidos con todas las líneas de base se muestran en la tabla 4.10, en la que se aprecia un buen acuerdo con los valores predichos en estos cinco cúmulos con detecciones significativas de SZ, excepto en los casos de A478 y A1795, en los que los decrementos SZ observados son un factor $\sim 2\sigma$ más intensos que los predichos. El valor observado para A399 es la mitad del predicho. Como se discutió en el apartado anterior a partir del análisis de la figura 4.7, el FCM primordial debe tener una incidencia importante en la detección del efecto SZ de este cúmulo. El mapa muestra además dos manchas positivas de FCM localizadas a uno y otro lado del cúmulo en dirección sudeste-noroeste, que en realidad podrían ser una misma mancha que queda interrumpida por la presencia del efecto SZ del cúmulo. Por lo tanto, parece claro que el FCM primordial afecta esta detección. Que A2244 sea el único cúmulo que no se detecte claramente es razonable de acuerdo con las predicciones del apartado anterior, dado que su perfil (figura 4.7) es el más bajo de todos los cúmulos. Sin embargo, el nivel de ruido actual de este mapa es un factor ≈ 3 menor que el decremento central predicho (véase la tabla 4.10) para este cúmulo, lo que indica que el FCM primordial introduce una contaminación importante, con lo que aumentar el tiempo de observación no debe mejorar significativamente el resultado. El efecto SZ detectado en A2142 es el más intenso de toda la muestra, también de acuerdo a las predicciones del apartado anterior. No obstante, en términos del ruido su detección, a $6.8\sigma_n$, no es tan significativa a causa de que su tiempo de observación es el más bajo de toda la muestra. La detección más significativa es la de A478, a $9.0\sigma_n$, que es el cúmulo con un mayor tiempo de integración. A401, A1795 y Coma están respectivamente a 4.4, 8.7 y $5.5\sigma_n$. Los cúmulos A401 y A478 tienen muy cerca, hacia el noreste, dos manchas positivas de FCM primordial que pueden estar afectando la medida. Especialmente en A478, donde el desplazamiento entre el centro de emisión de rayos-X y la zona del máximo decremento SZ puede ser debido a la presencia de esta mancha positiva. Los mapas construidos filtrando las líneas de base largas mejoran el aspecto de los cúmulos. En Coma esta técnica optimiza especialmente la visualización del efecto SZ y permite apreciar mejor su gran extensión angular en comparación con los otros cúmulos.

En general, las imágenes de los cúmulos muestran un alto grado de simetría, salvo la de A1795, que presenta una serie de mínimos relativos dentro del decremento SZ central, que podrían ser indicativos de subestructura. Un estudio de Jones & Forman (1999), basado en imágenes de rayos-X del satélite Einstein, demuestra que la subestructura es un fenómeno habitual en cúmulos de galaxias. Sin embargo, aunque las imágenes de rayos-X, gracias a su mayor resolución angular, son más eficaces para revelar la presencia de este tipo de fenómenos que nuestros mapas de SZ, la imagen de ROSAT-PSPC (figura 4.4) aparentemente no muestra rasgos de subestructura. No obstante, Vikhlinin et al. (1999), en un estudio también sobre imágenes de ROSAT-PSPC, señalan una significativa variación acimutal del parámetro β en A1795, lo cual debe ser consecuencia de una distribución asimétrica del gas, y por lo tanto podría ser indicativo de subestructura. Por otro lado, como se ha comentado en el apartado 4.3.1, este cúmulo presenta un intenso flujo de enfriamiento (Peres et al., 1998), que se manifiesta en la imagen de ROSAT-PSPC (figura 4.4) como un aumento de la emisividad de rayos-X en una zona muy concentrada del centro del cúmulo, que tiene que ser eliminada al realizar el ajuste a un perfil β . Sin embargo, los flujos de enfriamiento deben tener mucha menos influencia sobre el efecto SZ, dado que los caminos ópticos asociados son cortos, el incremento de densidad electrónica que originan es pequeño y las temperaturas son menores que en su entorno (Birkinshaw, 1999). Sí deberían tener importancia en relación con la componente cinética del efecto SZ, pero como se ha indicado ésta es de mucha menor magnitud que la componente térmica. Además, aunque a frecuencias superiores a las de VSA, los flujos de enfriamiento pueden perturbar indirectamente la medida de SZ a través de la emisión libre-libre que provocan (Schlickeiser, 1991).

En el mapa de A1795 en el que se han eliminado las líneas de base largas desaparecen los rasgos de subestructura como consecuencia de la menor resolución angular, y el decremento SZ presenta una mayor semejanza con el mapa de rayos-X. En general las imágenes de SZ y de rayos-X presentan un buen acuerdo (compárese con el panel izquierdo de cada cúmulo de la figura 4.4), de lo que se deduce que el análisis de los datos de rayos-X es un mecanismo adecuado para la caracterización estructural de los cúmulos previa a la determinación de los decrementos SZ centrales. Especialmente los cúmulos A478 y A2142 presentan elipticidades y ángulos de orientación muy parecidos en los dos tipos de imágenes. Coma tiene también el mismo aspecto achatado en dirección este-oeste tanto en su imagen de rayos-X como en el mapa de SZ construido eliminando las líneas de base largas. Por contra, el decremento SZ de A401 tiene una forma elongada hacia el este que no aparece en la imagen de rayos-X. Esto indica que, además de la mancha positiva del FCM primordial localizada hacia el noreste, esta elongación podría estar provocada por la presencia de una segunda mancha negativa hacia el este.

4.8. Ajustes de los perfiles SZ

El muestreo no uniforme del plano de apertura provoca lóbulos laterales en el mapa real. Aunque el método de limpiado reduce en gran medida estas señales espurias, ocurre además que el decremento central de temperatura derivado de los mapas es una subestimación del decremento central real, como consecuencia de la dilución que introduce el haz sintetizado. Por ello es necesario realizar el análisis de los perfiles SZ directamente sobre las visibilidades. Para ello utilizaremos un procedimiento basado en el método FLUXFITTER explicado en Grainger et al. (2002). Tomando seis (θ_{cx} , θ_{cy} , β , φ , A.R.₀ y Dec.₀) de los siete parámetros que describen la distribución de masa del cúmulo según el modelo elipsoidal descrito en el apartado 4.3.2, considerando en sustitución del brillo superficial central de rayos-X el decremento central de temperatura (ΔT_0), y utilizando la ecuación (4.29), se simulan las visibilidades teóricas que produce el efecto SZ del cúmulo en el plano $u-v$ de cada observación de VSA. El objetivo es determinar el decremento central de temperatura más probable, de modo que definimos una función de verosimilitud que establezca una comparación entre estas visibilidades teóricas y las observadas. A diferencia de los análisis de las imágenes de rayos-X, la estadística Gaussiana sí es adecuada en este caso, de manera que podemos definir una función del tipo

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{vis}}} \frac{(Vr_i^{\text{T}} - Vr_i^{\text{OBS}})^2}{(\sigma_i^n)^2} + \sum_{i=1}^{N_{\text{vis}}} \frac{(Vi_i^{\text{T}} - Vi_i^{\text{OBS}})^2}{(\sigma_i^n)^2}, \quad (4.30)$$

donde Vr^{T} y Vi^{T} son las partes real e imaginaria de las visibilidades estimadas por el modelo teórico, Vr^{OBS} y Vi^{OBS} las observadas, σ^n el ruido instrumental asociado a cada una de ellas, y el sumatorio se extiende sobre todos los puntos del plano $u-v$ (en estas observaciones, después de sumar individualmente todos los días, típicamente el número total de puntos de visibilidad es $N_{\text{vis}} \sim 400,000$). Si se calculan las visibilidades teóricas introduciendo un decremento central de temperatura de $1 \mu\text{K}$, se puede hacer una estimación previa del decremento central de temperatura mediante la siguiente ecuación:

$$\Delta T_0 = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{vis}}} \left[\frac{Vr_i^{\text{T}} Vr_i^{\text{OBS}} + Vi_i^{\text{T}} Vi_i^{\text{OBS}}}{(\sigma_i^n)^2} \right]}{\sum_{i=1}^{N_{\text{vis}}} \left[\frac{(Vr_i^{\text{T}})^2 + (Vi_i^{\text{T}})^2}{(\sigma_i^n)^2} \right]}. \quad (4.31)$$

Se comprobó que los resultados mejoran si, en lugar de aplicar la estadística sobre todos los puntos de visibilidad, éstos son agrupados en anillos acimutales de radios $q = \sqrt{u^2 + v^2}$ comprendidos entre ~ 40 y $\sim 270\lambda$. En concreto, para cada observación se tomó como referencia el menor y el mayor radio y se generaron $N_{\text{int}}=14$ intervalos proporcionales entre los dos. Las visibilidades teóricas y

observadas y la varianza instrumental asociadas al intervalo j -ésimo, son

$$Vr_j^T = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{vis}}^{\text{bin}}} Vr_i^T}{N_{\text{vis}}^{\text{bin}}} \quad , \quad Vr_j^{\text{OBS}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{vis}}^{\text{bin}}} \frac{Vr_i^{\text{OBS}}}{(\sigma_i^T)^2}}{\sum_{i=1}^{N_{\text{vis}}^{\text{bin}}} \frac{1}{(\sigma_i^T)^2}} \quad , \quad (\sigma_j^n)^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_{\text{vis}}^{\text{bin}}} \frac{1}{(\sigma_i^n)^2}} \quad , \quad (4.32)$$

donde ahora los sumatorios se extienden sobre todos los puntos $N_{\text{vis}}^{\text{bin}}$ del plano de apertura con radios comprendidos entre los valores límite, q_j y q_{j+1} , que definen el intervalo.

Como ya se anticipó en el apartado 4.1.2, y como se ha puesto de manifiesto en la interpretación de los resultados de los dos apartados precedentes, el FCM primordial es un importante contaminante en estas observaciones. En observaciones con instrumentos de mayor resolución angular su contribución es nimia, pero en este caso debe ser tenida en cuenta. En observaciones de SZ con CBI, un instrumento de resolución angular comparable a la de VSA, Udomprasert et al. (2004) apuntan al FCM primordial como la fuente de error dominante. En nuestras observaciones se encuentra que en los anillos del plano $u-v$ más internos ($q \lesssim 85\lambda$), su incidencia es mayor que la del ruido instrumental (obsérvese el comportamiento de la línea discontinua de la figura 4.7). Por este motivo, al término de ruido instrumental es necesario sumarle en cuadratura la varianza de muestreo del FCM primordial en cada intervalo, $(\sigma_j^{\text{FCM}})^2$, de manera que la función χ^2 queda ahora:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{N_{\text{int}}} \frac{(Vr_j^T - Vr_j^{\text{OBS}})^2}{(\sigma_j^n)^2 + (\sigma_j^{\text{FCM}})^2} + \sum_{j=1}^{N_{\text{int}}} \frac{(Vi_j^T - Vi_j^{\text{OBS}})^2}{(\sigma_j^n)^2 + (\sigma_j^{\text{FCM}})^2} \quad . \quad (4.33)$$

El término correspondiente a la varianza de muestreo del FCM se puede calcular a partir de la varianza cósmica (ecuación 1.15), tal y como se explica en Rubiño-Martín (2002) (véase su ecuación 4.1). Su valor asociado al intervalo j -ésimo se expresa como:

$$(\sigma_j^{\text{FCM}})^2 = \left(\frac{2k_B\nu^2}{c^2} \right)^2 T_{\text{FCM}}^2 \Omega_2 \left[\frac{\sum_{\ell=\ell_j}^{\ell_{j+1}} \ell^2 (\ell+1)^2 \frac{2C_\ell^2}{2\ell+1}}{\sum_{\ell=\ell_j}^{\ell_{j+1}} \ell^2 (\ell+1)^2} \right]^{1/2} \quad , \quad (4.34)$$

donde Ω_2 representa el ángulo sólido subtendido por el cuadrado del haz primario, y los sumatorios se extienden sobre los multipolos del intervalo, comprendidos entre $\ell_j=2\pi q_j$ y $\ell_{j+1}=2\pi q_{j+1}$. Además, en la deducción de esta expresión se ha utilizado la ecuación (2.8), para transformar la temperatura en flujo.

Los C_ℓ fueron definidos a partir de un espectro de potencias generado con CMBFAST (Seljak & Zaldarriaga, 1996) a partir del siguiente modelo cosmológico: $\Omega_B=0.044$, $\Omega_M=0.25$, $\Omega_\Lambda=0.75$, $h=0.73$, $\tau=0.14$, $n_e=0.97$, de acuerdo con los últimos resultados publicados de VSA (Rebolo et al., 2004), $T_{\text{FCM}}=2.725$ K (Mather et al., 1999), $\Omega_\nu = 0$ (Bennett et al., 2003a), y suponiendo condiciones iniciales adiabáticas.

Inicialmente se maximizó la función de verosimilitud $\mathcal{L} = e^{-\chi^2/2}$ como función de los tres parámetros ΔT_0 , θ_{cz} y β . Las barras de error de cada parámetro, obtenidas marginalizando sobre los otros dos, resultaron inaceptablemente elevadas, como consecuencia de que la resolución angular de VSA no permite una buena caracterización de los cúmulos, como se anticipó en el apartado 4.3. Utilizando datos de OVRO-BIMA, de mucha mayor resolución angular, Grego et al. (2001) sí son capaces de estimar estos tres parámetros conjuntamente prescindiendo de datos de rayos-X. Por lo tanto, como ya se indicó, en nuestro caso la estrategia más adecuada consiste en fijar los seis parámetros citados anteriormente en los valores resultantes del ajuste de rayos-X (tabla 4.7), y estimar el valor de ΔT_0 más probable. Para ello se varía este parámetro en un intervalo centrado en el valor derivado semianálíticamente de la ecuación (4.31) y se determina el valor que maximiza la función de verosimilitud anterior.

⁸Expresiones análogas para la parte imaginaria de las visibilidades teóricas y observadas agrupadas en cada intervalo.

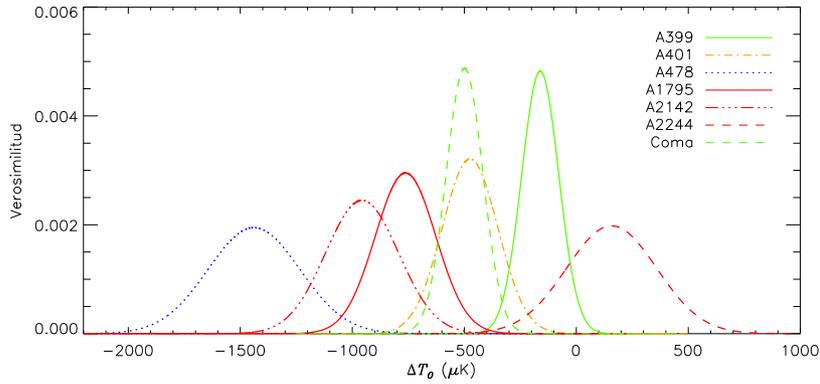


Figura 4.9: Funciones de verosimilitud en función del decremento central de temperatura, obtenidas a partir del modelo elipsoidal dado por la ecuación (4.29), cuando se fijan los parámetros θ_{cx} , θ_{cy} , β , φ , A.R.0 y Dec.0 en los valores resultantes de los ajustes sobre los datos de rayos-X indicados en la tabla 4.7.

Tabla 4.12: Valores de los decrementos SZ centrales de temperatura y sus barras de error con un nivel de confianza del 68.3%, derivados de las funciones de verosimilitud representadas en la figura 4.9. También se indican los parámetros de Comptonización en los centros de los cúmulos, la función χ^2_ν reducida asociada a cada ajuste y el valor predicho del decremento central de temperatura obtenido a través de los resultados de los ajustes de las imágenes de rayos-X mostrados en las tablas 4.7 y 4.8.

Cúmulo	ΔT_0 (μK)	y_{c0} ($\times 10^{-5}$)	χ^2_ν	$\Delta T_0^{\text{pred } a}$ ($h^{-1/2} \mu\text{K}$)
A399	-161 ± 83	3.03 ± 1.56	2.92	-347 ± 58
A401	-474 ± 124	8.95 ± 2.35	2.66	-680 ± 106
A478	-1439 ± 205	27.16 ± 3.89	2.83	-1156^{+223}_{-294}
A1795	-762 ± 135	14.39 ± 2.56	2.90	-646 ± 138
A2142	-956 ± 163	18.05 ± 3.09	3.33	-1170^{+282}_{-241}
A2244	$+157 \pm 201$	-	1.95	-695^{+512}_{-278}
Coma	-499 ± 82	9.42 ± 1.55	1.83	-544 ± 91

^a Modelo cosmológico: $\Omega_M=0.27$, $\Omega_\Lambda=0.73$.

En la figura 4.9 se han representado las funciones de verosimilitud, obtenidas en los siete cúmulos, y en la tabla 4.12 se muestran los decrementos SZ centrales y los intervalos de confianza derivados de ellas. Dado que el parámetro de Comptonización, $y_c = \frac{k_B T_e}{m_e c^2} \tau$ (véase la ecuación 4.3), es de interés por ser independiente de la frecuencia, se han incluido en la tabla los parámetros de Comptonización centrales (y_{c0}) obtenidos a partir de los ΔT_0 en cada cúmulo. Las funciones χ^2_ν reducidas (obtenidas dividiendo por el número de grados de libertad: $\nu = N_{\text{int}} - N_{\text{par}} - 1 = 12$) demuestran que los ajustes son aceptables, sobre todo teniendo presente la contaminación que introducen el FCM primordial y el ruido instrumental. También se muestran en esta tabla los decrementos centrales de temperatura predichos a partir de la ecuación (4.28) y utilizando los resultados de los análisis de las imágenes de rayos-X mostrados en las tablas 4.7 y 4.8. En la figura 4.10 se representan las visibilidades observadas agrupadas en 14 intervalos y su comparación con el mejor ajuste. Nótese que la varianza de muestreo del FCM primordial, mucho mayor en radios q pequeños, aumenta las barras de error en los primeros intervalos (la barra de error de los dos últimos intervalos es mayor en algunos casos debido a que el número de puntos contenidos en esos intervalos es mucho menor). La contaminación introducida por el FCM primordial es también la causa de que en la mayoría de los casos el valor del

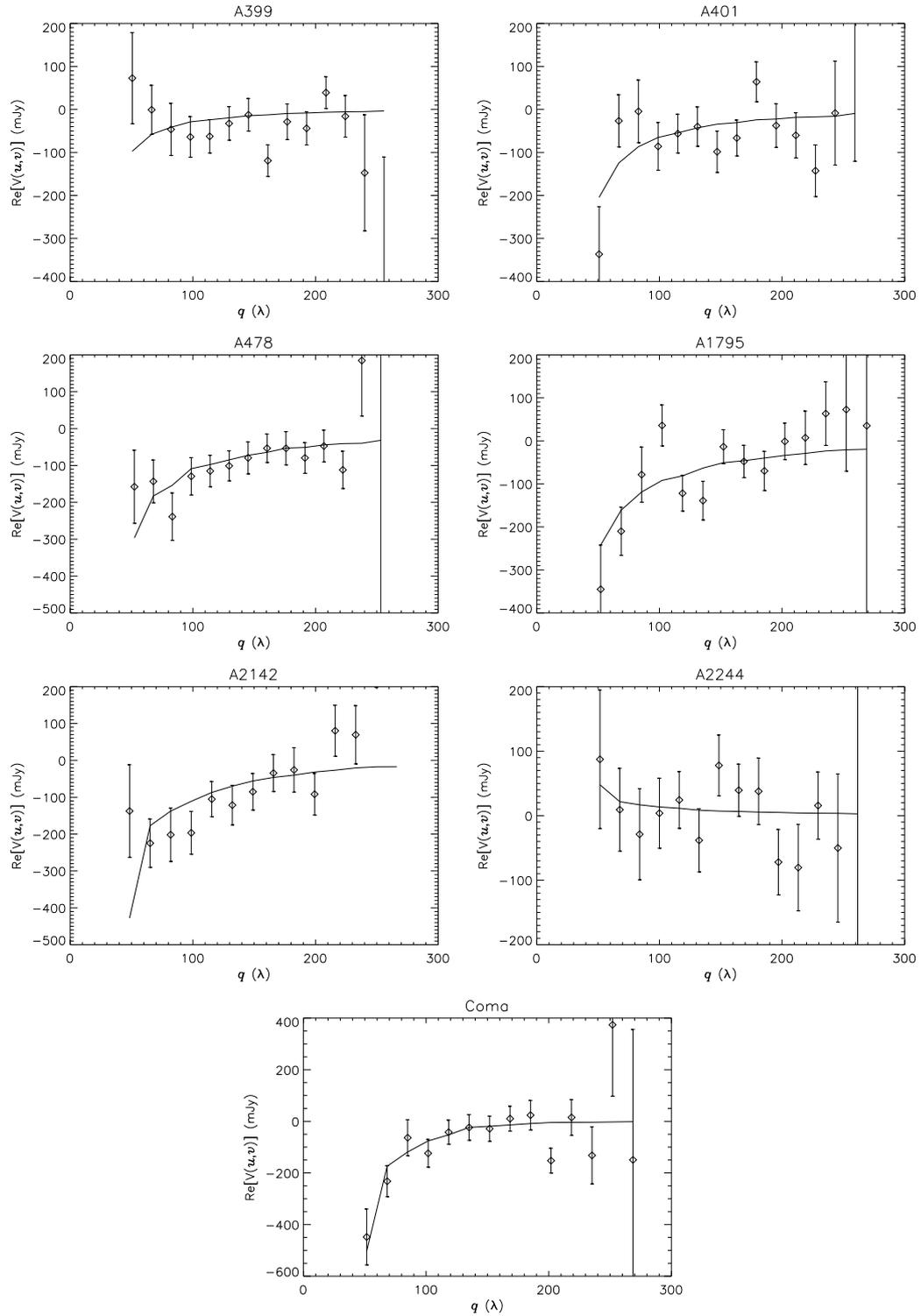


Figura 4.10: Los rombos indican la parte real de las visibilidades observadas en cada cúmulo, cuando éstas son agrupadas en anillos concéntricos de radios $q = \sqrt{u^2 + v^2}$ en el plano $u-v$. Las barras de error representadas contienen los niveles de confusión introducidos por el ruido instrumental y por el FCM primordial, sumados cuadráticamente. La línea continua representa las visibilidades teóricas correspondientes al modelo que mejor ajusta los datos de rayos-X (a través de los parámetros θ_{cx} , θ_{cy} , β , φ , A.R.₀ y Dec.₀) y los decrementos SZ (a través de ΔT_0).

primer intervalo se desvíe significativamente del perfil definido por el resto de puntos; obsérvese por ejemplo que en A401 o A1795 este punto se encuentra $\sim 1\sigma$ por debajo del perfil que mejor ajusta los datos, o que en A478 y A2142 aparece desviado respectivamente $\sim 1\sigma$ y $\sim 2\sigma$ por encima. Esto demuestra que la inclusión de la varianza de muestreo del FCM primordial es un aspecto crítico de este análisis, ya que le impone un menor peso a los primeros intervalos, más contaminados por FCM primordial, en el cálculo de la χ^2 . Los ΔT_0 obtenidos ignorando el FCM primordial presentan diferencias del orden del $\pm 10 - 25\%$ respecto a los actuales. Las visibilidades entre ~ 100 y 150λ observadas en A399 definen un perfil con una pendiente pronunciada, sin embargo los tres primeros intervalos tienen valores más positivos, probablemente a causa de la influencia del FCM primordial, y desplazan el ΔT_0 hacia un valor menos negativo. Nótese sin embargo en la figura 4.7 que el perfil de A399 es un factor ~ 2 mayor que el del FCM en este rango. Los valores de A2244 presentan una alta dispersión en los intervalos cercanos al cero. En Coma el perfil resultante del ajuste describe muy bien los datos experimentales, y de ahí el menor valor de χ^2_ν de su ajuste y también de la barra de error de ΔT_0 . En este caso, el mayor tamaño del radio del núcleo hace que la señal SZ domine sobre el FCM primordial en un rango de escalas angulares más amplio que en otros cúmulos, tal y como se deduce de la figura 4.7, en la que se observa que el perfil del cúmulo permanece un factor ~ 3 por encima del correspondiente al FCM primordial en las líneas de base más cortas. Estos resultados confirman que tenemos detecciones significativas de SZ en A401, A478, A1795 y Coma. En A399 la detección es marginal, a $\sim 2\sigma$, y en A2244 no hay detección.

Los ΔT_0 derivados, mostrados en la tabla 4.12, están de acuerdo con otros resultados que se encuentran en la literatura. Herbig et al. (1995) derivan a partir de observaciones de OVRO-5.5m en Coma, $\Delta T_0 = -505 \pm 92 \mu\text{K}$ a 32 GHz, valor muy próximo al nuestro (téngase en cuenta que el factor de conversión de 32 a 33 GHz supone un error inferior al 1%). Battistelli et al. (2003) hacen un ajuste espectral, utilizando esta medida de OVRO-5.5m en Coma, en combinación con los datos de primer año de las bandas V y W de WMAP y con observaciones con los tres canales de MITO, del que derivan un valor para la profundidad óptica central $\tau_{e0} = 5.35 \pm 0.67 \times 10^{-3}$, con una temperatura electrónica $T_e = 8.21 \pm 0.16 \text{ keV}$. Estos valores suponen un decremento central de temperatura a 33 GHz $\Delta T_0 = -455 \pm 66 \mu\text{K}$ (ecuación 4.3), que también se encuentra dentro de la barra de error de nuestra estimación. Myers et al. (1997) y Mason, Myers & Readhead (2001) observaron, también con OVRO-5.5m, otros cuatro cúmulos de nuestra muestra: A399, A401, A478 y A2142, pero en los decrementos de temperatura que reportan, respectivamente -164 ± 21 , -338 ± 20 , -375 ± 28 y $-437 \pm 25 \mu\text{K}$, no han efectuado la corrección del efecto de su haz, cuya FWHM es $\sim 7'.3$, con lo que no es posible una comparación directa con nuestros resultados. Debido a la mayor resolución angular de OVRO, estos valores de temperatura son ligeramente superiores que los que se derivan de nuestros mapas (valores de la tabla 4.10, multiplicados por ~ 2.4 para pasar a μK). A partir de observaciones con CBI a 31 GHz de una muestra de siete cúmulos, Udomprasert et al. (2004) utilizan un método de ajuste similar al nuestro, en el plano de apertura, con lo que evitan la dilución provocada por el haz sintetizado en la estimación de ΔT_0 . Su muestra de cúmulos tiene un solapamiento de tres cúmulos con la nuestra: obtienen $\Delta T_0 = -80 \pm 130$, -620 ± 170 y $-1800 \pm 350 \mu\text{K}$ respectivamente en A399, A401 y A478. Dada la magnitud de las barras de error, sus resultados están de acuerdo con los nuestros a 1σ de nivel de confianza en los tres casos.

4.9. Estimación de la fracción de gas y de la densidad de materia

La ecuación (4.20) de equilibrio hidrostático isotérmico proporciona la masa gravitatoria encerrada en una superficie de potencial gravitatorio constante, y por ello se aplica a modelos esféricos. En el modelado del cúmulo que hemos considerado las superficies de densidad constante tienen forma elipsoidal, y por lo tanto no coinciden con las superficies equipotenciales. Por este motivo, y considerando las bajas elipticidades que se obtienen de los ajustes, se aproximará la masa total del cúmulo por la masa encerrada dentro de una esfera; el radio del núcleo r_c que interviene en la

ecuación (4.11) del perfil β será el radio a lo largo de la línea de visión r_{cz} , calculado a través de la media geométrica de los radios del núcleo en el plano del cielo. De esta manera, utilizando para la masa media por partícula un valor $\mu=0.592$, derivado suponiendo las abundancias solares de Anders & Grevesse (1989), y un modelo β para la densidad ρ_{gas} , la masa total encerrada dentro de un radio r_z queda como:

$$M_T(< r_z) = 1.129 \times 10^{14} h^{-1} M_\odot \left[\frac{T_e}{10\text{keV}} \right] \left[\frac{r_z}{10^{-1} h^{-1} \text{Mpc}} \right] \frac{\left(\frac{r_z}{r_{cz}} \right)^2}{1 + \left(\frac{r_z}{r_{cz}} \right)^2} \beta . \quad (4.35)$$

Según se señaló en el apartado 4.1.3, estudios basados en simulaciones numéricas muestran que la densidad bariónica calculada dentro de un radio r_{500} (donde la densidad ha decrecido hasta un valor igual a 500 veces la densidad crítica) corresponde al 90 % de la fracción bariónica universal: $f_B(r_{500}) = \Upsilon f_B^{\text{univ}}$, con $\Upsilon=0.9$ (Evrard, 1997). Por ello, tomaremos este radio como referencia en los cálculos de las masas totales y de las masas de gas. Para estimarlo, utilizamos la relación de escala obtenida por Evrard (1997),

$$r_{500}(T_e) = (1.24 \pm 0.09) \left[\frac{T_e}{10\text{keV}} \right]^{1/2} h^{-1} \text{Mpc} , \quad (4.36)$$

y las temperaturas electrónicas de la tabla 4.4. La estimación de la masa total de materia encerrada en un radio $r_z=r_{500}$ de cada cúmulo, obtenida por este método, se muestra en la tabla 4.13.

La masa de gas contenida en un radio r_{500} se calcula según se explica en el apartado 4.1.3, utilizando la densidad electrónica central deducida a partir del decremento SZ central de temperatura. Si la densidad electrónica central deducida de la ecuación (4.28) se sustituye en la ecuación (4.18), y se utiliza un valor $\mu_e=1.146$ para la fracción de masa bariónica media por electrón, calculado a partir de las abundancias solares de Anders & Grevesse (1989), la masa de gas queda expresada como:

$$M_{\text{gas}}^{\text{SZ}}(< r_{500}) = 2.787 \times 10^{14} h^{-2} M_\odot \left[\frac{-\Delta T_0}{100\mu\text{K}} \right] \left[\frac{T_e}{\text{keV}} \right]^{-1} \left[\frac{r_{cz}}{h^{-1} \text{Mpc}} \right]^2 \frac{I_{\text{gas}}(\beta, r_{500}/r_{cz})}{I_{\text{SZ}}(\beta)} . \quad (4.37)$$

Con esto, la fracción de gas se obtiene a través del cociente entre la masa de gas y la masa total. Dividiendo las ecuaciones (4.37) y (4.35), introduciendo la ecuación (4.36) para r_{500} y considerando que $r_{500} \gg r_{cz}$ se obtiene:

$$f_{\text{gas}}^{\text{SZ}} = \frac{M_{\text{gas}}^{\text{SZ}}}{M_T} \approx 0.0630 h^{-1} \beta^{-1} \left[\frac{-\Delta T_0}{100\mu\text{K}} \right] \left[\frac{T_e}{\text{keV}} \right]^{-5/2} \left[\frac{r_{cz}}{10^{-1} h^{-1} \text{Mpc}} \right]^2 \frac{I_{\text{gas}}(\beta, r_{500}/r_{cz})}{I_{\text{SZ}}(\beta)} . \quad (4.38)$$

La densidad electrónica central derivada del decremento SZ central, la masa de gas y la fracción de gas de cada cúmulo se muestran en la tabla 4.13. En A2244, dado el valor positivo obtenido para la variación de temperatura central (tabla 4.12), se ha considerado una cota inferior a 2σ , $\Delta T_0 > -245 \pm 201 \mu\text{K}$, de la que se derivan cotas superiores para la densidad electrónica, la masa de gas y la fracción de gas. El promedio ponderado de la fracción de gas sobre los cinco cúmulos con detecciones significativas es $\bar{f}_{\text{gas}}^{\text{SZ}} = 0.074 \pm 0.014 h^{-1}$.

Estas medidas son compatibles con otras estimaciones presentes en la literatura. También a través de observaciones de efecto SZ, aunque utilizando radios ligeramente diferentes a nuestros r_{500} , Myers et al. (1997) derivan masas de gas en A478, A2142 y Coma respectivamente de 0.77 ± 0.07 , 0.60 ± 0.11 y $0.69 \pm 0.13 \times 10^{-14} h^{-2} M_\odot$, que coinciden con nuestros resultados a un nivel de $\sim 1\sigma$. Se han repetido los cálculos utilizando sus radios y las diferencias no son significativas. También sus estimaciones de la fracción de gas, respectivamente de $0.166 \pm 0.014 h^{-1}$, $0.060 \pm 0.011 h^{-1}$ y $0.063 \pm 0.017 h^{-1}$, concuerdan con las nuestras al mismo nivel, así como su valor promediado sobre

tres cúmulos de su muestra, $0.061 \pm 0.011 h^{-1}$. Mason & Myers (2000), a partir de información física obtenida de datos de rayos-X de una muestra de cúmulos, realizan estimaciones de sus efectos SZ y de sus masas de gas. En los cúmulos de nuestra muestra, según el mismo orden en el que aparecen en la tabla 4.13, obtienen masas de gas encerradas en un radio r_{500} de 3.51 ± 0.08 , 4.64 ± 0.14 , 5.17 ± 0.25 , 3.16 ± 0.14 , 7.19 ± 0.37 , 3.33 ± 0.37 y $4.48 \pm 0.12 h^{-5/2} M_{\odot}$, es decir, sistemáticamente $\sim 1 - 3\sigma$ mayores que nuestros resultados. Para la fracción de gas en A399 obtienen $0.0655 \pm 0.0032 h^{-3/2}$, 1.5σ superior a nuestro resultado, cuyo bajo valor es consecuencia de que la detección de efecto SZ no es clara y está fuertemente contaminada por el FCM primordial. En el resto de cúmulos, A401, A478, A1795, A2142, A2244 y Coma, las discrepancias son menores a 1σ : $0.0794^{+0.0044}_{-0.0062} h^{-3/2}$, $0.0760^{+0.0076}_{-0.0045} h^{-3/2}$, $0.0477 \pm 0.0036 h^{-3/2}$, $0.0890^{+0.0064}_{-0.0091} h^{-3/2}$, $0.0739^{+0.0170}_{-0.0349} h^{-3/2}$ y $0.0603 \pm 0.0028 h^{-3/2}$, respectivamente. La fracción de gas promediada sobre toda su muestra es $0.0702 \pm 0.0028 h^{-3/2}$, muy próxima a nuestro valor. A partir de medidas de efecto SZ con OVRO-BIMA sobre una muestra de 18 cúmulos Grego et al. (2001) determinan una fracción de gas $0.081^{+0.009}_{-0.011} h^{-1}$, que está de acuerdo con nuestro resultado a un nivel de 1σ . Las estimaciones de White & Fabian (1995), a través de estudios de rayos-X, de las fracciones de gas en un radio de 1 Mpc (similar a r_{500}) en A401, A478, A1795 y A2142, respectivamente $0.128 \pm 0.004 h_{50}^{-3/2}$, $0.231 \pm 0.009 h_{50}^{-3/2}$, $0.187 \pm 0.011 h_{50}^{-3/2}$ y $0.119 \pm 0.003 h_{50}^{-3/2}$, también concuerdan con nuestros resultados a $\sim 1\sigma$. Evrard (1997) combina los resultados de dos trabajos anteriores basados en datos de rayos-X de un gran número de cúmulos y estima un valor de la fracción de gas promedio reescalada a r_{500} que es muy próximo a nuestro resultado: $0.060 \pm 0.003 h^{-3/2}$.

Tabla 4.13: Parámetros derivados de las medidas de SZ, para un modelo cosmológico: $\Omega_M=0.27$, $\Omega_\Lambda=0.73$. En la estimación de Ω_M se ha considerado $h=0.73$. Todos los errores están referidos al 68 % de nivel de confianza. Los resultados para A2244 se han derivado a partir de una cota inferior, con un nivel de confianza del 95 %, para el decremento central de temperatura. Los promedios de la fracción de gas y de la densidad de materia se han obtenido utilizando los valores de los cúmulos marcados con un asterisco.

Cúmulo	r_{cz} (h^{-1} Mpc)	r_{500} (h^{-1} Mpc)	M_T ($10^{14} h^{-1} M_{\odot}$)	n_{e0}^{SZ} ($10^{-3} h \text{ cm}^{-3}$)	M_{gas}^{SZ} ($10^{14} h^{-2} M_{\odot}$)	f_{gas}^{SZ} (h^{-1})	Ω_M
A399	$0.2313^{+0.0021}_{-0.0020}$	1.037 ± 0.093	5.33 ± 0.69	1.54 ± 0.86	0.20 ± 0.11	0.038 ± 0.026	0.55 ± 0.60
A401*	$0.1227^{+0.0009}_{-0.0008}$	1.109 ± 0.097	5.90 ± 0.71	6.22 ± 1.86	0.43 ± 0.13	0.073 ± 0.031	0.31 ± 0.25
A478*	0.0617 ± 0.0003	$1.136^{+0.115}_{-0.140}$	$6.66^{+1.07}_{-1.50}$	$37.81^{+7.76}_{-9.39}$	$0.72^{+0.15}_{-0.18}$	$0.109^{+0.040}_{-0.052}$	$0.21^{+0.16}_{-0.18}$
A1795*	0.0977 ± 0.0002	1.095 ± 0.122	6.58 ± 1.25	15.67 ± 4.02	0.46 ± 0.12	0.069 ± 0.031	0.33 ± 0.27
A2142*	0.0983 ± 0.0004	$1.221^{+0.146}_{-0.131}$	$7.87^{+1.69}_{-1.40}$	$12.78^{+3.43}_{-3.11}$	$0.71^{+0.19}_{-0.18}$	$0.090^{+0.044}_{-0.038}$	$0.25^{+0.22}_{-0.21}$
A2244	0.0572 ± 0.0010	$1.045^{+0.299}_{-0.174}$	$4.70^{+3.37}_{-1.69}$	$< 7.12^{+9.00}_{-7.30}$	$< 0.16^{+0.20}_{-0.16}$	$< 0.033^{+0.067}_{-0.047}$	$> 0.62^{+1.47}_{-1.10}$
Coma*	$0.1855^{+0.0002}_{-0.0001}$	1.183 ± 0.113	7.88 ± 1.12	4.43 ± 0.94	0.50 ± 0.11	0.064 ± 0.023	0.35 ± 0.26
Prom.						0.074 ± 0.014	0.27 ± 0.10

La fracción de gas encerrada en un radio r_{500} del cúmulo permite estimar la densidad de materia universal, tal y como se explicó en el apartado 4.1.3, utilizando la ecuación 4.22. Nótese que esta estimación es dependiente del modelo cosmológico y por lo tanto del valor considerado inicialmente para Ω_M ; sin embargo, se ha comprobado que las fracciones de gas estimadas no varían significativamente al considerar diferentes modelos cosmológicos, de manera que esta dependencia no es crítica. Aplicando las hipótesis presentadas en ese apartado, y considerando un valor estándar para la densidad bariónica universal, derivado de estudios de nucleosíntesis primordial, $\Omega_B = 0.020 \pm 0.001 h^{-2}$ (Burles, Nollett & Turner, 2001), y la fracción de gas promedio obtenida, de la ecuación (4.22) se deriva un valor para la densidad de materia universal que depende de la constante de Hubble. Esta dependencia se representa en el panel izquierdo de la figura 4.11, que muestra que las fracciones de gas obtenidas son compatibles con un Universo plano con $\Omega_M = 1$ para valores muy bajos de la constante de Hubble ($h \approx 0.24$). Utilizando un valor para la constante de Hubble $h = 0.73$ (Rebolo et

al., 2004) se obtienen los valores de la densidad de materia universal que se indican en la tabla 4.13, calculados a partir de las fracciones de gas estimadas en cada cúmulo individualmente. El valor asociado a A399 y la cota inferior derivada de la medida en A2244 se desvían notablemente del resto de valores, y tienen barras de error mayores, debido a la poca precisión en el valor de ΔT_0 . La media ponderada de los resultados de los otros cinco cúmulos⁹ es $\bar{\Omega}_M = 0.27 \pm 0.10$. Un promedio sobre un mayor número de cúmulos permitiría disminuir la barra de error asociada a la fracción de gas, sin embargo, actualmente promediando sobre cinco cúmulos, la barra de error de la fracción de masa estelar (del $\sim 33\%$) domina sobre la de la fracción de gas, por lo que obtener medidas en más cúmulos no aumentaría demasiado la significación de la estimación de la densidad de materia. No obstante, la medida no es mucho menos precisa que las estimaciones obtenidas por otros métodos, con los que además está de acuerdo. Por ejemplo, los análisis de los espectros de potencias de las anisotropías primarias del FCM obtenidos por VSA y WMAP generan valores $\Omega_M = 0.25 \pm 0.03$ (Rebolo et al., 2004) y $\Omega_M = 0.27 \pm 0.04$ (Bennett et al., 2003a). Más recientemente, los datos de tercer año de WMAP han generado un valor $\Omega_M = 0.24^{+0.01}_{-0.02}$ (Spergel et al., 2006). A través de un estudio basado en observaciones de supernovas de tipo Ia, Perlmutter et al. (1999) estiman $\Omega_M = 0.28^{+0.09}_{-0.08}$ para un Universo plano. Otras estimaciones basadas en las fracciones de gas calculadas en cúmulos a partir de observaciones SZ también dan valores compatibles: Myers et al. (1997), sin hacer hipótesis sobre la fracción de masa estelar, ni sobre la relación entre la fracción bariónica en escalas de cúmulos y la universal, obtienen una cota superior $\Omega_M \leq 0.21 \pm 0.05 h^{-1}$, y Grego et al. (2001), haciendo hipótesis similares a las nuestras, estiman $\Omega_M \sim 0.25$.

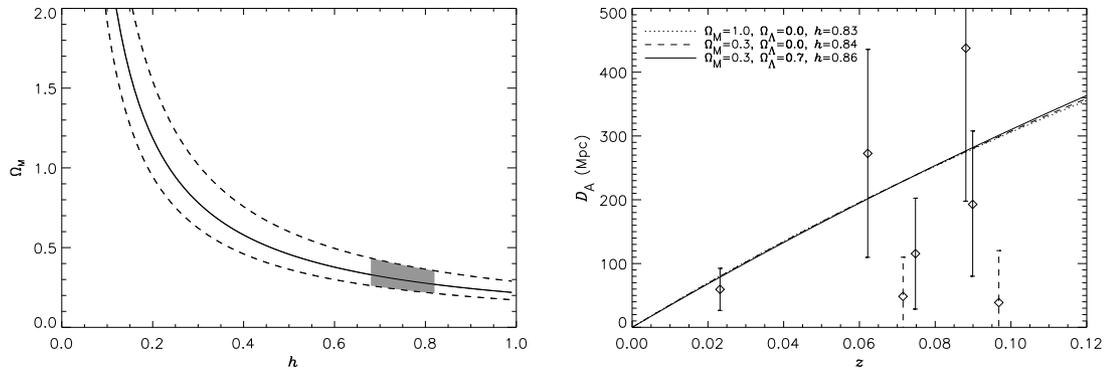


Figura 4.11: Izquierda: se representa la densidad de materia universal que se deriva de la fracción de gas promediada sobre los cúmulos con detecciones significativas de efecto SZ en función de la constante de Hubble normalizada. Las líneas discontinuas indican el intervalo de confianza a 1σ , y la región sombreada el rango permitido resultante de tomar $h = 0.73^{+0.09}_{-0.05}$ (Rebolo et al., 2004). Derecha: los rombos indican las distancias angulares, calculadas para cada cúmulo a partir de la combinación de las medidas de SZ y de los datos de rayos-X, en función del desplazamiento al rojo. Las barras de error están referidas a 1σ . Las curvas muestran la dependencia de la distancia angular con el desplazamiento al rojo para los tres modelos cosmológicos que se han considerado, y utilizando en cada caso la constante de Hubble promediada sobre las estimaciones en los cinco cúmulos con detecciones significativas de efecto SZ. Las barras de error de estos cinco cúmulos se indican con trazo continuo; las discontinuas corresponden a A399 y A2244, no utilizados en el ajuste.

4.10. Estimación de distancias y de la constante de Hubble

Tal y como se expuso en el apartado 4.1.3, la diferente dependencia del efecto SZ (lineal) y de la emisividad de rayos-X (cuadrática) con la densidad electrónica, permite una estimación de la

⁹La inclusión de A399 modifica este resultado en sólo un $\sim 3\%$.

distancia angular, y por lo tanto de la constante de Hubble. La ecuación (4.16) expresa la distancia angular en función del decremento SZ y del flujo bolométrico superficial de rayos-X en el centro del cúmulo. Sustituyendo constantes y suponiendo para los demás parámetros que intervienen ($\bar{g}(T_e)$, n_p/n_e y T_{FCM}) los mismos valores que en cálculos anteriores, queda:

$$D_A = 125.275 \text{ Mpc} \left[\frac{-\Delta T_0}{100 \mu\text{K}} \right]^2 \left[\frac{S_{X0}}{10^{-12} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{minarc}^{-2}} \right]^{-1} \\ \times \left[\frac{T_e}{10 \text{keV}} \right]^{-3/2} \left[\frac{\theta_{cz}}{\text{minarc}} \right]^{-1} \frac{I_X(\beta)}{(1+z)^4 I_{SZ}^2(\beta)}. \quad (4.39)$$

Sustituyendo en esta ecuación las temperaturas electrónicas (tabla 4.4), los resultados de los ajustes de rayos-X (tablas 4.7 y 4.8) y de los perfiles SZ (tabla 4.12), se obtienen las distancias angulares de los siete cúmulos, que en el panel derecho de la figura 4.11 se han representado frente a sus desplazamientos al rojo. A partir de estas medidas, utilizando la ecuación (4.17) y suponiendo un modelo cosmológico determinado, se puede obtener una estimación de la constante de Hubble. De manera equivalente, si se tienen en cuenta las distintas dependencias con h del decremento central SZ predicho a partir de datos de rayos-X ($\Delta T_0^{\text{pred}} \propto h^{-1/2}$; véanse los resultados en la tabla 4.12) y del medido a partir de los perfiles SZ (ΔT_0 no depende de h ; tabla 4.12), o bien de la densidad electrónica central estimada a partir de datos de rayos-X ($n_{e0} \propto h^{1/2}$; tabla 4.8) y de la estimada a partir de las observaciones SZ ($n_{e0}^{\text{SZ}} \propto h$; tabla 4.13), de cada cúmulo se puede derivar una estimación de la constante de Hubble a través de cualquiera de las ecuaciones:

$$H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1} \left[\frac{\Delta T_0^{\text{pred}}}{\Delta T_0} \right]^2, \quad H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1} \left[\frac{n_{e0}}{n_{e0}^{\text{SZ}}} \right]^2. \quad (4.40)$$

Tabla 4.14: Estimaciones de la constante de Hubble en los cinco cúmulos con detecciones SZ significativas y sus promedios ponderados, considerando tres modelos cosmológicos diferentes. Las barras de error corresponden a 1σ de nivel de confianza y sólo contienen errores estadísticos.

Cúmulo	H_0 (km s ⁻¹ Mpc ⁻¹)		
	$\Omega_M = 1.0, \Omega_\Lambda = 0.0$	$\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.0$	$\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$
A401	198 ⁺¹⁶⁶ ₋₁₆₅	200 ± 168	205 ± 172
A478	62 ⁺⁴¹ ₋₄₉	63 ⁺⁴² ₋₅₀	64 ⁺⁴³ ₋₅₁
A1795	69 ± 54	70 ± 55	72 ± 56
A2142	143 ⁺¹¹⁸ ₋₁₀₈	145 ⁺¹¹⁹ ₋₁₀₉	149 ⁺¹²³ ₋₁₁₂
Coma	118 ± 78	118 ± 78	119 ± 79
Prom.	83 ⁺²⁹ ₋₃₁	84 ⁺²⁹ ₋₃₁	86 ⁺³⁰ ₋₃₂

En la tabla 4.14 se muestran los resultados así obtenidos en los cinco cúmulos con detecciones significativas de efecto SZ, para tres modelos cosmológicos diferentes: SCDM ($\Omega_M = 1.0, \Omega_\Lambda = 0.0$), OCDM ($\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.0$) y Λ CDM ($\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$). En el panel derecho de la figura 4.11, las tres curvas representan la dependencia con el desplazamiento al rojo de la distancia angular, calculada teóricamente para cada uno de estos modelos cosmológicos y utilizando en cada caso el valor de la constante de Hubble, que se muestra en la tabla 4.14, obtenido mediante el promedio ponderado de los cinco cúmulos.

Las barras de error que se presentan contienen sólo errores estadísticos, fundamentalmente debidos a FCM primordial, ruido instrumental, errores en la determinación de los parámetros que

caracterizan el cúmulo a través de las imágenes de rayos-X, y errores en el resto de las magnitudes físicas que intervienen en el análisis, tales como el factor de Gaunt, o la temperatura electrónica. Además de éstos hay otra serie de errores sistemáticos:

- i) Radiofuentes residuales: las medidas de los flujos de las fuentes puntuales que proporciona el sustractor (tabla 4.11) son lo suficientemente precisas como para no afectar significativamente la determinación de ΔT_0 . Sin embargo, conservadoramente se puede considerar la contribución de las fuentes con flujos inferiores al nivel de sustracción. El nivel de confusión introducido por estas radiofuentes fue estimado en el apartado 4.5: $\sigma_{\text{fres}} = 6.1$ mJy/haz. Considerando que los decrementos SZ detectados en los mapas están típicamente a un nivel ~ 110 mJy, esto supone un error del $\sim 6\%$, que se traduce en un $\pm 12\%$ en H_0 , debido a su dependencia cuadrática con la temperatura.
- ii) Calibración: el error en la calibración de VSA, utilizando la temperatura de Júpiter de WMAP, es del 1.5% , lo que significa un error del $\pm 3\%$ en términos de H_0 .
- iii) Efecto SZ cinético: Watkins (1997) estima una dispersión de las velocidades peculiares de cúmulos de galaxias en una dimensión de $\sigma_v = 265_{-75}^{+106}$ km s $^{-1}$; un cúmulo con una velocidad de ± 265 km s $^{-1}$, y una temperatura electrónica y un parámetro de Comptonización del orden de los mostrados respectivamente en las tablas 4.4 y 4.12, produce un efecto SZ cinético del orden de $\pm 15\mu\text{K}$, lo que significa un $\sim 1.8\%$ del promedio de los ΔT_0 de los cinco cúmulos con detecciones significativas de SZ, y por lo tanto un error de $\pm 3.6\%$ en H_0 .
- iv) Elipticidad de los cúmulos: $\pm 14\%$ (Grainge et al., 2002b).
- v) Agrupamientos de materia: $+2\%$ (Grainge et al., 2002b).

Se puede suponer que estos errores son independientes unos de otros, de forma que pueden ser sumados en cuadratura para obtener un error global debido a efectos sistemáticos de $\pm 19\%$. Combinando, también en cuadratura, este nivel de incertidumbre con el debido a errores estadísticos se infiere una estimación para la constante de Hubble $H_0 = 86_{-36}^{+34}$ km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$ en un modelo cosmológico Λ CDM.

Las medidas de H_0 evaluadas en cúmulos individuales presentan una alta dispersión, sin embargo, cuando son comparadas dos a dos todas se encuentran a menos de 1σ de cualquier otra, y cada una individualmente se encuentra a menos de 1σ de la media. Por ello, la barra de error de la media ponderada disminuye notablemente, y el valor obtenido es además compatible con el valor aceptado de manera estándar: $H_0 \sim 70 - 74$ km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$, determinado a partir de diversos métodos, más precisos, que muestran amplia coincidencia entre ellos. Por ejemplo, a partir de observaciones del telescopio espacial Hubble, y combinando varios métodos, Freedman et al. (2001) obtienen 72 ± 8 km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$. A través de observaciones del FCM primordial, se han obtenido 71_{-3}^{+4} y 73 ± 3 km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$, respectivamente con los datos de primer (Spergel et al., 2003) y de tercer (Spergel et al., 2006) año de WMAP. Los últimos resultados de VSA determinan un valor 73_{-5}^{+9} km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$ (Rebolo et al., 2004). Sin embargo, como se indicó en el apartado 4.1.3, no es habitual que las estimaciones de H_0 a través de la combinación de observaciones de rayos-X y de efecto SZ produzcan resultados más altos que este valor esperado. Por ejemplo, a través de observaciones de SZ con OVRO-BIMA, Patel et al. (2000) y Reese et al. (2002) derivan $52.2_{-11.9}^{+11.4}$ y 60 ± 4 km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$, utilizando respectivamente medidas de A1995 y de una muestra de 18 cúmulos, para un modelo cosmológico Λ CDM. Sin embargo más recientemente Bonamente et al. (2006), mediante un análisis MCMC y utilizando observaciones de OVRO-BIMA sobre una muestra de 38 cúmulos, en combinación con datos de Chandra, obtienen un valor superior, $H_0 = 76.9_{-3.4}^{+3.9}$ km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$. Jones et al. (2005) hacen una compilación de observaciones anteriores de cinco cúmulos con el RT y derivan un valor 66_{-10}^{+11} km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$ para un Universo Λ CDM. A través de observaciones de SZ con OVRO-5.5m Mason, Myers & Readhead (2001) estiman 102_{-53}^{+116} , 48_{-16}^{+28} , 61_{-20}^{+33} , 79_{-24}^{+34} y 62_{-24}^{+49} km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$, respectivamente en A399, A401, A478, A2142 y Coma, utilizando un modelo cosmológico SCDM. Y un valor promediado sobre toda

su muestra de 64_{-11}^{+14} $\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$. Nuestros resultados en A401, A2142 y Coma son notablemente más altos, aunque compatibles a 1σ . La muestra de cúmulos observada por Udomprasert et al. (2004) con CBI también tiene tres cúmulos de nuestra muestra, A399, A401 y A478, para los que obtienen respectivamente 1736 ± 6076 , 94 ± 53 y 32 ± 12 $\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$. El promedio ponderado de su muestra de siete cúmulos es 75_{-16}^{+23} $\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$. Sus resultados en los cúmulos individuales, y también los de Mason, Myers & Readhead (2001), muestran una alta dispersión y barras de error elevadas, aunque sus valores promedio tienen una significación mayor y además son más próximos al valor esperado. Tanto OVRO-5.5m como CBI tienen resoluciones angulares del orden de la de VSA, por lo que en ambos casos el FCM primordial debe producir un nivel de confusión similar al nuestro (de hecho Udomprasert et al. (2004) señalan al FCM primordial como la fuente de error más importante en su análisis), que podría explicar la dispersión de las medidas y sus elevadas barras de error, y también que el valor promediado de Udomprasert et al. (2004) sea, como en nuestro caso, superior al valor esperado. Aunque a tenor de la discusión de la figura 4.10 presentada en el apartado 4.8 el FCM primordial desplaza la estimación de ΔT_0 (y en consecuencia la de H_0) tanto en un sentido como en otro, parece claro que en nuestro caso es la fuente de error más importante, que domina sobre los demás sistemáticos que suelen desplazar la estimación de H_0 hacia valores más bajos. Se deduce también de esto que en instrumentos de este tipo, con grandes haces sintetizados y por lo tanto alta contaminación del FCM primordial, es necesario promediar sobre un alto número de cúmulos para reducir la barra de error y alcanzar los niveles de significación obtenidos por otros instrumentos de mayor resolución angular sobre cúmulos individuales.

5

Búsqueda de gas difuso en el supercúmulo Corona Borealis con VSA

Aún no ha sido detectada una fracción importante (aproximadamente el 50 %) del contenido bariónico total del Universo predicho teóricamente mediante diversos métodos. Los resultados de modelos teóricos basados en simulaciones numéricas indican que estos bariones podrían encontrarse en forma de gas de baja densidad y temperaturas intermedias, localizados en estructuras de gran escala como los supercúmulos de galaxias. El objetivo del trabajo que se presenta en este capítulo es la observación y estudio con VSA de un supercúmulo de galaxias, a fin de intentar identificar posibles señales de efecto SZ extendido provocado por este tipo de estructuras. El principal resultado es la detección de cuatro intensos decrementos cuyo posible origen es discutido en detalle. Los resultados de este trabajo han sido publicados en Génova-Santos et al. (2005).

El capítulo comienza con una introducción en la que se describe el “problema de la identificación de los bariones”. Posteriormente se exponen las características del supercúmulo Corona Borealis, que fue seleccionado para observación, se explica la estrategia de observación, se discute la detección de señales SZ asociadas a los cúmulos de galaxias presentes en la región de observación, y se presenta una discusión sobre el origen de unos intensos decrementos negativos que han sido identificados.

5.1. Introducción

5.1.1. El problema de la identificación de los bariones

La densidad bariónica promedio del Universo es uno de los parámetros cosmológicos más importantes, debido a su influencia sobre estructuras en un amplio rango de escalas. Determina desde las abundancias nucleares primordiales hasta las características de la distribución del gas intergaláctico y de las galaxias en grandes escalas en el Universo. La determinación de abundancias de elementos ligeros, como el deuterio, en combinación con la teoría de la nucleosíntesis primordial, permite estimar la razón de bariones a fotones del Universo; con la utilización de la densidad fotónica derivada de la temperatura del FCM, esto constituye actualmente uno de los métodos más precisos para determinar la densidad bariónica del Universo. Burles, Nollett & Turner (2001), utilizando este método, y con determinaciones de la razón de abundancias de deuterio e hidrógeno a través de absorciones Lyman-alfa de las emisiones de cuásares a $z > 2$, obtienen $\Omega_B = 0.020 \pm 0.002 h^{-2} = 0.038 \pm 0.004$ (con un nivel de confianza del 95 %; se ha considerado $h = 0.73$). Un método alternativo se basa en la dependencia de la intensidad del efecto Gunn-Peterson (Gunn & Peterson, 1965) con la densidad

bariónica de las grandes estructuras de gas, o “bosque Lyman-alfa”, donde se produce. Rauch et al. (1997), estudiando este efecto, en forma de líneas de absorción Lyman-alfa, en los espectros de alta resolución de siete cuásares a $z > 2$, determinan un límite inferior $\Omega_B > 0.021 h^{-2} = 0.039$ para un modelo cosmológico Λ CDM. Por otro lado, las observaciones del FCM primordial también constituyen un método preciso de estimación de la densidad bariónica universal. El modelo cosmológico que mejor ajusta el espectro de potencias derivado de las últimas observaciones publicadas de VSA determina $\Omega_B = 0.0234^{+0.0012}_{-0.0014} h^{-2} = 0.0439^{+0.0023}_{-0.0026}$ (Rebolo et al., 2004). Los datos de primer y de tercer año de WMAP producen respectivamente $\Omega_B = 0.0224 \pm 0.0009 h^{-2} = 0.0420 \pm 0.0017$ (Spergel et al., 2003) y $\Omega_B = 0.0223^{+0.0007}_{-0.0009} h^{-2} = 0.0418^{+0.0013}_{-0.0017}$ (Spergel et al., 2006).

La coincidencia entre estos tres métodos independientes de estimación de la densidad bariónica promedio del Universo, basados además en procesos físicos diferentes y que tienen lugar en un amplio rango de desplazamientos al rojo, es muy relevante, y constituye un importante argumento en favor de la teoría de la Gran Explosión. Sin embargo, en el Universo local a $z = 0$ la suma sobre todas las componentes bariónicas observables produce un valor considerablemente menor: Fukugita, Hogan & Peebles (1998), sumando el contenido bariónico de todas las componentes conocidas en el Universo local, fundamentalmente estrellas de diversos tipos, remanentes de estrellas, gas atómico y molecular, y plasma contenido en cúmulos y grupos de galaxias, estiman un valor $\Omega_B \approx 0.021^{+0.020}_{-0.014}$. Por lo tanto, si no se ha cometido ningún error en las estimaciones teóricas, lo cual es poco probable debido a la coincidencia entre los tres métodos, parece que aproximadamente la mitad de los bariones del Universo local aún no han sido detectados. Este defecto de bariones, derivado de la discrepancia entre las estimaciones teóricas y las observaciones, es conocido como “problema de la identificación de los bariones”.

5.1.2. El medio intergaláctico templado/caliente

De acuerdo con los resultados de simulaciones hidrodinámicas de la evolución del gas en un modelo cosmológico Λ CDM (Cen & Ostriker, 1999; Davé et al., 2001), los bariones residen en el Universo en cuatro fases caracterizadas por diferentes sobredensidades bariónicas, $\delta\rho_B/\langle\rho_B\rangle = \rho_B/\langle\rho_B\rangle - 1$, y temperaturas:

- i) Fase difusa templada: $\delta\rho_B/\langle\rho_B\rangle < 1000$, $T < 10^5$ K (8.6 eV). Gas intergaláctico fotoionizado que produce las absorciones Lyman-alfa.
- ii) Fase condensada fría: $\delta\rho_B/\langle\rho_B\rangle > 1000$, $T < 10^5$ K (8.6 eV). Materia condensada en forma de galaxias que contienen estrellas y gas frío.
- iii) Fase caliente: $T > 10^7$ K (0.86 keV). Gas caliente localizado predominantemente en cúmulos de galaxias virializados y en grandes grupos de galaxias. Este tipo de gas es el que produce el efecto SZ que hemos detectado en el capítulo 4 (figura 4.8), y también emisión de rayos-X (figura 4.4).
- iv) Fase difusa templada/caliente: 10^5 K (8.6 eV) $< T < 10^7$ K (0.86 keV). Constituye el medio intergaláctico templado/caliente (MITC), o en inglés *Warm/Hot Intergalactic Medium* (WHIM).

Actualmente la hipótesis más importante en relación con la fracción bariónica no detectada se basa en esta última componente difusa con una temperatura intermedia, no lo suficientemente baja para haber condensado en forma de estrellas ni para haber formado gas frío galáctico, ni tan alta como la del gas caliente presente en los cúmulos de galaxias. Aunque de acuerdo con su temperatura, densidad y escala podría generar emisión de rayos-X poco energética, su detección podría quedar oculta por diversos contaminantes galácticos y extragalácticos, tales como cúmulos o grupos de galaxias, o AGN. Se estima que aproximadamente un cuarto del fondo de baja energía de rayos-X (a ~ 0.7 keV) es debido a este gas difuso templado/caliente. Sus rasgos espectrales, localizados en

el ultravioleta lejano y en la región menos energética de rayos-X, son difícilmente observables como consecuencia del medio interestelar galáctico (Cen & Ostriker, 1999).

De acuerdo con los resultados de estas simulaciones de formación de estructura, cuando se estudia la evolución de cada una de las cuatro componentes anteriores en función del tiempo, se desprende que para desplazamientos al rojo elevados ($z \gtrsim 2$) la mayor parte de los bariones se encuentra formando la fase difusa templada, dando lugar a las absorciones Lyman-alfa de la radiación procedente de cuásares más lejanos. En desplazamientos al rojo menores, la fracción de materia bariónica en este estado disminuye en beneficio de las otras tres fases. Parte de esta materia difusa experimenta un aumento de su densidad como consecuencia de efectos gravitatorios, pasando a la fase condensada fría, y finalmente termina colapsando en forma de estrellas o bien queda como gas frío. Por otro lado, se forman pozos de potencial, en los que una pequeña parte de los bariones son calentados por colisiones, dando lugar así a la fase caliente presente en forma de gas en los cúmulos de galaxias. Otra parte de este gas no alcanza temperaturas ni densidades tan elevadas, provocando así un aumento, más pronunciado para $z \lesssim 1$, de la fracción de bariones en la fase difusa templada/caliente. En el Universo local, a $z = 0$, estas simulaciones muestran que los bariones se distribuyen en fracciones aproximadamente iguales en las fases difusa templada, condensada fría, y difusa templada/caliente, siendo la proporción de bariones en la fase caliente mucho menor. En concreto, la fracción de bariones en el MITC es de $\sim 30\text{-}40\%$ (Davé et al., 2001). La fracción de materia condensada es todavía sensiblemente mayor que la derivada por Fukugita, Hogan & Peebles (1998), pero esto podría deberse a las elevadas incertidumbres que dificultan la determinación de algunas de las componentes observadas, tal y como indican Bristow & Phillipps (1994).

La distribución espacial del MITC es de forma filamentosa. De igual manera que el medio intergaláctico, esta fase difusa se agrupa en torno a las regiones de mayor densidad situadas en las intersecciones de los filamentos, donde se produce la formación de galaxias. Las simulaciones revelan sin embargo que el $\sim 70\text{-}80\%$ de este medio posee sobredensidades bariónicas $5 < \delta\rho_B/\langle\rho_B\rangle < 200$, lo que significa que la mayor parte se distribuye a lo largo de los filamentos, de menor densidad (Davé et al., 2001). En definitiva, se trata fundamentalmente de una componente intergaláctica, distribuida mayoritariamente en regiones alejadas de las estructuras virializadas, con una morfología filamentosa o laminar de gran escala (del orden de ~ 10 Mpc), y sobredensidades bariónicas medias $\delta\rho_B/\langle\rho_B\rangle \sim 10 - 30$, es decir, aproximadamente dos órdenes de magnitud menores que las sobredensidades típicas de los cúmulos de galaxias más ricos. En su formación intervienen procesos de acreción de materia bariónica sobre estructuras filamentosas de materia oscura previamente formadas, así como procesos de carácter no gravitatorio. Recientemente, Cen & Ostriker (2006a,b) han extendido los trabajos anteriores, añadiendo en las simulaciones nuevos procesos físicos que intervienen en el proceso de formación. Estas nuevas simulaciones derivan valores ligeramente superiores del porcentaje de bariones en el Universo local que reside en esta fase difusa ($\sim 40\text{-}50\%$), pero el resto de las conclusiones no se modifica sustancialmente.

5.1.3. Métodos y tentativas de detección

Es precisa una comprobación observacional de los resultados de las simulaciones sobre la fracción de bariones contenida en esta fase difusa templada/caliente. A partir de las propiedades de este gas predichas por las simulaciones se deducen cuáles son los procesos físicos observables más probables que genera, y los intentos de detección han sido numerosos.

Emisión difusa de rayos-X

Como se indicó anteriormente, Cen & Ostriker (1999) estimaron que aproximadamente un cuarto del fondo de baja energía de rayos-X (a ~ 0.7 keV) es provocado por el MITC. La mitad aproximadamente proviene de estructuras localizadas a $z < 0.65$, y tres cuartas partes de estructuras localizadas a $z < 1.00$. Por lo tanto, su existencia podría verificarse mediante el estudio de este fon-

do de radiación de rayos-X y su identificación con estructuras de gran escala próximas. Soltan et al. (1996) detectaron señal de autocorrelación en escalas de 6° en el mapa de ROSAT - *All-Sky Survey*, y además cierta correlación con las posiciones de los cúmulos Abell más ricos, que atribuyeron a fuentes asociadas a los cúmulos o bien a gas difuso.

Como se ha indicado, la mayoría de los bariones en forma de gas difuso se encuentra en regiones de baja densidad; sin embargo, su detección debe ser más fácil en zonas cercanas a galaxias o cúmulos de galaxias, donde es mucho más denso (Davé et al., 2001). Diversos estudios han revelado excesos de emisión en las bandas de baja energía de ROSAT en regiones de alta densidad de galaxias (Scharf et al., 2000; Zappacosta et al., 2002; Bagchi et al., 2002) o en los alrededores de cúmulos de galaxias (Soltan et al., 2002), en sus regiones más exteriores donde la emisión proveniente del gas caliente interior decae y permite la observación de la emisión menos energética debida a gas difuso (Kaastra et al., 2003). Otros trabajos se han concentrado en los filamentos que deben conectar a los cúmulos de galaxias: Briel & Henry (1995) analizaron observaciones de ROSAT en las regiones situadas entre parejas de cúmulos Abell de una determinada muestra pero no encontraron evidencias de excesos de emisión de baja energía y sólo derivaron un límite superior para la misma, mientras que Tittley & Henriksen (2001) detectaron, utilizando datos de ROSAT y de ASCA, evidencias de estructura filamentosa difusa entre los cúmulos de galaxias A3391 y A3395.

Los supercúmulos de galaxias, por ser estructuras que presentan sobredensidades de materia en grandes escalas, son considerados también como regiones atractivas para buscar evidencias de gas extendido, ya sea el gas difuso templado/caliente de origen primordial, o el gas intrasupercumular de temperatura algo más elevada generado a partir de eyecciones de materia provenientes de los cúmulos miembros. Murray et al. (1978), utilizando datos del satélite de rayos-X UHURU, encuentran evidencias de gas intrasupercumular e indican que su masa es del orden de diez veces la masa total contenida en galaxias. Sin embargo, estos resultados no fueron corroborados por trabajos posteriores utilizando datos de HEAO 1 A2: Persic et al. (1988) no encuentran un exceso de emisión significativo en las regiones comprendidas por los supercúmulos del catálogo de Bahcall & Soneira (1984), mientras que Persic et al. (1990) imponen un límite superior aún más bajo para la emisión asociada a los supercúmulos del catálogo de Batuski & Burns (1985), indicando además que gran parte de ella (sobre el $\sim 80\%$) podría proceder de cúmulos no resueltos. Day et al. (1991), utilizando datos del satélite de rayos-X GINGA, no encuentran ninguna evidencia de emisión difusa en la región del supercúmulo Shapley, y estiman un límite superior para el contenido de gas, a una temperatura de $\sim 10^8$ K, del 10% sobre la masa total. Sin embargo Bardelli et al. (1996) y también Kull & Böhringer (1999), utilizando apuntados individuales de ROSAT-PSPC, detectan emisión de rayos-X proveniente de estructuras filamentosas que interconectan los cúmulos miembros de este supercúmulo, aunque en algunos casos no clarifican si es debida a gas intrasupercumular o a un posible solapamiento entre los perfiles de distribución de materia de los cúmulos. Molnar & Birkinshaw (1998) modelan la distribución de materia en Shapley según un perfil β (ecuación 4.11) con un radio del núcleo de 7° y un parámetro β igual a 0.6 ó 1.2 y, a partir de la señal observada por HEAO 1 A2 (en combinación, como se indicará más adelante, con datos de COBE-DMR) en la región, determinan que el contenido de gas difuso caliente ($T_e \geq 10$ keV) de este supercúmulo no es significativamente superior al predicho por la nucleosíntesis primordial. Por otro lado, Boughn (1999), también utilizando datos de HEAO 1 A2, detecta un significativo exceso de emisión en el plano del supercúmulo local de galaxias que atribuye a gas difuso con una densidad bariónica aproximadamente un orden de magnitud mayor que la estimada por la nucleosíntesis primordial. Más recientemente, Zappacosta et al. (2005) han detectado señal extendida y difusa de rayos-X en observaciones de ROSAT-PSPC en la dirección del supercúmulo Sculptor; encuentran además correlación entre esta señal y la distribución de galaxias, con lo que demuestran su origen extragaláctico, y la asocian con gas difuso templado/caliente en el supercúmulo, a una temperatura $T_e \lesssim 0.5$ keV.

Líneas de absorción (o de emisión) de elementos pesados ionizados

Hellsten et al. (1998), utilizando simulaciones hidrodinámicas de formación de estructura similares a las de Cen & Ostriker (1999), demuestran la existencia de un bosque de rayos-X, análogo al bosque Lyman-alfa descrito anteriormente. A las temperaturas intermedias del MITC, elementos pesados como C, N, O y Ne se encuentran altamente ionizados. En concreto los iones O^{VII} y O^{VIII} , muy abundantes en las estructuras filamentosas y laminares de gas difuso y en los exteriores de grupos y cúmulos de galaxias, son capaces de producir fuertes absorciones (de energías respectivas 574 y 654 eV) de la radiación, bien de rayos-X o ultravioleta lejana, procedente de fuentes lejanas tales como cuásares, AGN o blázares. Este fenómeno representa una herramienta adicional para la búsqueda de gas difuso. Tripp et al. (2000) y Savage et al. (2002), mediante espectroscopia ultravioleta en la dirección de cuásares cercanos, detectaron la línea de absorción de O^{VI} asociada a estructuras extragalácticas cercanas ($z \sim 0.1 - 0.3$); la densidad bariónica estimada de estas estructuras que generan la absorción es $\Omega_B(O^{VI}) \approx 0.006_{-0.003}^{+0.004}$ (Nicastro et al., 2005), es decir, comparable a la contenida en estrellas, gas frío en galaxias y gas caliente en cúmulos de desplazamientos al rojo bajos. Sin embargo, no clarifican el origen de dichas estructuras. La primera detección clara de absorción de este tipo asociada a MITC, localizado en nuestra galaxia o bien en sus alrededores, fue obtenida por Nicastro et al. (2002) al identificar, con un alto nivel de significación, las líneas de O^{VII} y Ne^{IX} simultáneamente en los espectros ultravioleta y de rayos-X de un blázar a $z = 0.12$. Además, los elementos pesados altamente ionizados del MITC podrían generar también líneas de emisión observables en los espectros de rayos-X de baja energía, permitiendo así una detección directa. De hecho, Kaastra et al. (2003) identifican en una serie de cúmulos la línea de emisión de O^{VII} , junto con el exceso de emisión de baja energía de rayos-X. También, Finoguenov et al. (2003) detectan las líneas de emisión de O^{VII} y O^{VIII} procedentes de un filamento situado en los alrededores de Coma, confirmando así su exceso de emisión difusa previamente detectado.

Efecto SZ

Cen & Ostriker (1999) proponen también como método de detección del gas del MITC el efecto SZ, a través de la correlación de mapas de FCM con catálogos de galaxias o de cúmulos de galaxias, o bien buscando indicios de decrementos (o incrementos, a $\nu \gtrsim 218$ GHz) significativos en zonas de alta concentración de materia, como los supercúmulos de galaxias. Los trabajos relacionados con el primer método serán comentados en detalle en el capítulo 6, mientras que aquí nos centraremos en la búsqueda localizada de efecto SZ extendido. Como se ha indicado en el capítulo 4, el efecto SZ se produce normalmente en los cúmulos de galaxias más ricos (con temperaturas $T_e \sim 10$ keV); sin embargo, objetos con temperaturas y densidades menores pero de mayores dimensiones como los supercúmulos, podrían generar también un efecto SZ detectable gracias a los elevados caminos ópticos que recorren los fotones del FCM cuando los atraviesan (Birkinshaw, 1999). En algunos de los trabajos mencionados anteriormente en relación con la búsqueda de señales difusas de rayos-X en supercúmulos se realizan también estimaciones de la señal SZ que producirían estas estructuras (Persic et al., 1988, 1990). Utilizando el límite superior del flujo observado por HEAO 1 A2 en supercúmulos, Rephaeli (1993) deriva un valor máximo para el parámetro de Comptonización:

$$y \leq 4 \times 10^{-7} \left(\frac{L}{20 \text{Mpc}} \right)^{-7/2} \left(\frac{T}{4 \times 10^7 \text{K}} \right)^{3/4} h^{-3/2}, \quad (5.1)$$

donde L representa la profundidad típica de cada supercúmulo. A partir de aquí, utilizando los valores típicos de masa, fracciones de gas, longitudes y temperaturas que se esperan en supercúmulos, dicho autor estima un parámetro de Comptonización $y \sim 10^{-6}$, aproximadamente dos órdenes de magnitud inferior al de los cúmulos más ricos (véase en la tabla 4.12 los valores de y derivados a partir de las observaciones de VSA en los siete cúmulos de la muestra). Rephaeli estima también una cota superior, $\Delta T/T \leq 10^{-7}$ ($\Rightarrow \Delta T \leq 0.3 \mu\text{K}$), para el nivel de anisotropía generado por los

supercúmulos del catálogo de Batuski & Burns (1985) a través de efecto SZ, lo que refuta la hipótesis de Hogan (1992) según la cual la mayor parte de la señal observada por COBE era debida al efecto SZ producido por supercúmulos locales. Según estas estimaciones, las observaciones del FCM en escalas de supercúmulos de galaxias estarán claramente dominadas por anisotropías primarias; sin embargo, no se puede descartar un efecto SZ detectable en los supercúmulos más ricos. Molnar & Birkinshaw (1998) no encuentran sin embargo rastros de efecto SZ en la región de Shapley en los datos de COBE. Boughn (1999), además de la emisión de rayos-X correlacionada con el plano del supercúmulo local, encuentra una detección marginal de $\sim 17 \pm 5 \mu\text{K}$, compatible con gas difuso a una temperatura de $\sim 10 \text{ keV}$. Por otro lado Dolag et al. (2005), a partir de simulaciones hidrodinámicas de formación de estructura, demuestran que al espectro de potencias del efecto SZ está dominado en multipolos bajos ($\ell < 100$) por la señal proveniente de los supercúmulos locales, pero que el efecto global no es lo suficientemente intenso para afectar significativamente el espectro de potencias del FCM. Sin embargo, estiman que el satélite Planck, gracias a su bajo nivel de ruido y a su amplio rango de frecuencias de observación, podría realizar una determinación del espectro de potencias de SZ en grandes escalas.

Las observaciones descritas no proporcionan una evidencia observacional clara, aunque sí indicios, de la existencia de gas difuso en grandes escalas. Animamos no obstante a continuar la búsqueda, sobre todo en supercúmulos, haciendo uso de los futuros instrumentos dotados de mayor sensibilidad (Molnar & Birkinshaw, 1998). Estos resultados han motivado el estudio en el supercúmulo Corona Borealis que se presenta en este capítulo.

5.2. El supercúmulo Corona Borealis

5.2.1. Supercúmulos de galaxias

La existencia de supercúmulos de galaxias es conocida desde los primeros estudios de Shapley (1930). Abell, tras elaborar su catálogo de galaxias del hemisferio norte desde el observatorio de Monte Palomar (Abell, 1958), fue el primero en proporcionar una evidencia observacional de la existencia de lo que denominó “cúmulos de galaxias de segundo orden” (Abell, 1961), actualmente llamados “supercúmulos”. Desde entonces han sido numerosos los catálogos de supercúmulos que se han elaborado (Bahcall & Soneira, 1984; Batuski & Burns, 1985; Einasto et al., 1997, 2001, 2006), normalmente mediante el análisis de la densidad proyectada de objetos en catálogos de galaxias y/o de cúmulos de galaxias. Diaferio et al. (2003) han discutido la posibilidad de utilizar los próximos rastreos de gran escala de efecto SZ para identificar supercúmulos de galaxias. Se trata de las estructuras de mayor escala ($\gtrsim 10 \text{ Mpc}$) del Universo, con lo cual sus propiedades básicas deben estar relacionadas con la condiciones cosmológicas iniciales, de donde se deriva su interés desde el punto de vista cosmológico y del estudio de la estructura de gran escala del Universo. Sin embargo, el conocimiento, tanto teórico como observacional, sobre supercúmulos es aún escaso y se encuentra en una etapa inicial. Se cree que pequeñas perturbaciones en la densidad de materia, con una longitud de onda de algunos Mpc, dan lugar a la formación de galaxias, perturbaciones en escalas algo mayores generan los cúmulos de galaxias, mientras que perturbaciones de $\sim 100 h^{-1} \text{ Mpc}$ originan la formación de supercúmulos de galaxias. Perturbaciones de longitud de onda aún mayor son de pequeña amplitud, y no son capaces de formar ningún tipo de estructura, sólo de modular las densidades y las masas de sistemas más pequeños. Aunque parece que muchos de los supercúmulos conocidos son estructuras confinadas gravitatoriamente, normalmente se encuentran lejos de la virialización. De hecho, sus sobredensidades características son $\delta\rho/\rho \sim 5 - 40$, muy bajas en comparación con ~ 200 , para un objeto tras su virialización, ó ~ 1000 , en el interior de los cúmulos de galaxias más ricos (Small et al., 1998). Estas características provocan que el estudio de su estructura sea complicado, ya que ésta es muy irregular, y tienen una distribución de materia muy asimétrica, al contrario que los cúmulos de galaxias, en los que la densidad decrece desde el valor máximo central con una

alta simetría, y puede ser descrita por modelos sencillos como el perfil β . De hecho, los cúmulos de galaxias son considerados las mayores estructuras con forma regular del Universo. Junto con las regiones de alta densidad de materia que presentan los supercúmulos hay también vacíos de materia (*voids*), donde la luminosidad es prácticamente cero. Por otro lado, los límites de los supercúmulos son muy indefinidos e incluso hay evidencias y se cree que muchos de ellos están interconectados, de manera que el Universo podría ser considerado una red de supercúmulos y vacíos (Einasto et al., 2001). El artículo de revisión de Oort (1983) contiene una discusión más amplia sobre éstos y otros aspectos relacionados con los supercúmulos de galaxias.

Las escalas de tiempo dinámicas características de los supercúmulos son comparables al tiempo de Hubble (H^{-1}), por lo que conservan información de los procesos físicos que determinaron las primeras etapas de su formación. El estudio de los supercúmulos puede proporcionar entonces información sobre la naturaleza de las fluctuaciones de densidad en el Universo temprano, y por lo tanto sobre cómo fueron originadas las mayores estructuras del Universo actual. Dado que hay signos que indican que las galaxias tienen su origen durante la formación misma de los supercúmulos, se puede obtener también información útil sobre la época de formación de galaxias. Además, como son las mayores estructuras del Universo, un estudio sobre su distribución de materia puede derivar una estimación sobre la densidad total de materia del Universo (Oort, 1983). La mayoría de los modelos de formación de estructura predice que los supercúmulos deben albergar materia residual en forma de gas difuso caliente, que podría tener un origen primordial (Cen & Ostriker, 1993), ser un remanente de un proceso temprano de formación de estrellas masivas (Metzler & Evrard, 1994), o bien provenir de eyecciones de materia desde los cúmulos (véase Molnar & Birkinshaw (1998) y sus referencias). Su temperatura estimada se encuentra en el rango $\sim 10^6 - 10^8$ K (Rephaeli & Persic, 1992; Metzler & Evrard, 1994; Cen & Ostriker, 1999), y además su tiempo característico de enfriamiento es mucho menor que el tiempo de Hubble (Rephaeli & Persic, 1992), con lo que debería permanecer a temperaturas altas en la actualidad. Éste es el motivo que convierte a los supercúmulos en candidatos para alojar parte de los bariones del MITC, y el que ha impulsado nuestro trabajo en el supercúmulo Corona Borealis.

5.2.2. Selección del supercúmulo

La selección del supercúmulo se hizo considerando los tres mismos aspectos que en la selección de los cúmulos (apartado 4.2): riqueza, tamaño y visibilidad; más un cuarto: la ausencia de radiofuentes brillantes en las zonas de interés. El supercúmulo más rico del cielo es Shapley, y por ello se han centrado en él algunas de las búsquedas anteriores de gas difuso, a través de emisión difusa de rayos-X (Kull & Böhringer, 1999), o de efecto SZ extendido (Molnar & Birkinshaw, 1998). También es atractivo Sculptor, donde Zappacosta et al. (2005) han encontrado indicios de MITC. Sin embargo, estos dos supercúmulos están situados en el hemisferio sur ($\delta \sim -30^\circ$) y por lo tanto son inaccesibles para VSA. En el hemisferio norte, tomando como base el catálogo de Einasto et al. (2001), Hercules es uno de los más llamativos en función de la alta luminosidad de rayos-X de sus cúmulos: nueve de sus doce miembros tienen emisión de rayos-X conocida, con luminosidades en la banda 0.1 – 2.4 keV de ROSAT mayoritariamente en el rango $2 - 5 \times 10^{44} h_{50}^{-2} \text{erg s}^{-1}$ (Ebeling et al., 1998, 2000). Sin embargo un estudio basado en correlaciones entre los catálogos NVSS y GB6 (procediendo de manera análoga a la explicada en el apartado 4.5 para la identificación de las radiofuentes cercanas a los cúmulos) revela una alta densidad de fuentes puntuales en la región con altos valores de flujo a 33 GHz. Este supercúmulo tiene también el inconveniente de poseer una gran extensión angular ($\sim 20^\circ$), con lo que para cubrirlo se necesitaría un alto número de apuntados de VSA y un tiempo de observación excesivo. Además, sus cúmulos más próximos al plano del ecuador tienen declinaciones $\delta \sim 7^\circ$, suficientes para ser observables con VSA, pero a costa de una cobertura del plano $u-v$ deficiente. El supercúmulo Corona Borealis (SC-CrB), por ser el que mejor satisface los requisitos establecidos anteriormente, fue finalmente el seleccionado: está formado por ocho cúmulos del hemisferio norte de alta declinación ($\delta \gtrsim 27^\circ$), cuatro de los cuales tienen emisión de rayos-X

reportada, con luminosidades similares a las de los cúmulos de Hercules (consúltese la tabla 5.1); seis se encuentran agrupados en una región central de pequeña extensión angular ($\sim 5^\circ$); además, como se verá, no tiene radiofuentes intensas que puedan afectar notablemente la medida de posibles efectos SZ.

5.2.3. Descripción del supercúmulo Corona Borealis

El SC-CrB es uno de los supercúmulos más prominentes del hemisferio norte. Shane & Wirtanen (1954) fueron los primeros en recalcar la gran concentración de galaxias en esa región que revelaban sus observaciones desde el observatorio de Lick, y posteriormente Abell (1961) lo incluyó en su lista de cúmulos de segundo orden. Dependiendo de los autores, el número de cúmulos miembros de este supercúmulo varía de seis a ocho (Postman, Geller & Huchra, 1988; Small, Sargent & Hamilton, 1997), pero nos centraremos en la clasificación de Einasto et al. (2001), según la cual el SC-CrB está formado por ocho cúmulos, alrededor de la posición A.R. = $15^{\text{h}}25^{\text{m}}16^{\text{s}}.2$, Dec. = $29^\circ 31' 30''$ (J2000), y con un desplazamiento al rojo $z \approx 0.07$. Estos ocho cúmulos se muestran en la tabla 5.1, junto con sus coordenadas, desplazamientos al rojo y, en aquéllos que tienen emisión de rayos-X reportada, su luminosidad y temperatura de rayos-X. Se han incluido los cúmulos A2069 y A2073 que, aunque están en la región, son más lejanos y no pertenecen al SC-CrB, pero tienen emisión de rayos-X reportada. Seis de estos cúmulos, A2061, A2065, A2067, A2079, A2089 y A2092, se encuentran formando el núcleo del supercúmulo, en un área de $\approx 3 \times 3 \text{ grad}^2$, mientras que los dos restantes, A2019 y A2124, se localizan alejados $\approx 2.5^\circ$ hacia el sudoeste y hacia el nordeste respectivamente. En la región del núcleo hay otros cuatro cúmulos Abell, A2056, A2005, A2022 y A2122, con desplazamientos al rojo alrededor de $z \approx 0.07$, dos, A2069 y A2083, a $z \approx 0.11$, y otros dos incluso más lejanos, A2059 y A2073. Hay también numerosos cúmulos Zwicky, pero sin desplazamiento al rojo medido. La distribución espacial de estos cúmulos se representa en la figura 5.1, sobre un fondo en el que se muestra la densidad proyectada de galaxias del catálogo 2MASS. Los cúmulos A2061 y A2065 tienen las mayores concentraciones de galaxias, con densidades respectivas de ≈ 0.38 y $\approx 0.47 \text{ gal/minarc}^2$, comparables a las de los cúmulos observados con VSA en el capítulo 4. Estos dos cúmulos son también los más luminosos en rayos-X (tabla 5.1). En la región entre los cúmulos A2061 y A2067 hay una significativa sobredensidad de galaxias con respecto al fondo, al igual que hacia el norte de A2065 y en la región alrededor de A2069. En ninguno de los cúmulos de CrB hay detección SZ publicada, aunque A2079 fue observado por Lake & Partridge (1980) sin encontrar una señal SZ significativa; A2065 era el candidato número ocho de la lista de cúmulos para observar con VSA elaborada según los criterios expuestos en el apartado 4.2.

El primer análisis de la dinámica del SC-CrB fue llevado a cabo por Postman, Geller & Huchra (1988), a través del estudio de 1555 galaxias de la vecindad de cúmulos Abell. Proporcionaron 97 nuevas galaxias con medida de desplazamiento al rojo sobre las 85 anteriores. Situaron la masa total de los cúmulos pertenecientes al núcleo del SC-CrB en el rango $1.5\text{--}8.9 \times 10^{14} M_\odot$, y estimaron una masa total del supercúmulo $\approx 8.2 \times 10^{15} M_\odot$, lo que sugiere que el sistema está ligado gravitatoriamente. Probaron asimismo que las escalas de tiempo dinámicas son comparables al tiempo de Hubble, siendo poco probable que el sistema esté virializado. Este estudio fue extendido por Small et al. (1998), incrementando el número de galaxias con medida de desplazamiento al rojo a 528. Estimaron un valor $3\text{--}8 \times 10^{16} h^{-1} M_\odot$ para la masa total del supercúmulo, ligeramente superior al anterior a causa de que adoptaron la aproximación de considerar el cociente masa-luminosidad en el supercúmulo igual que el de los cúmulos Abell más ricos, además de considerar un volumen tres veces menor. Encontraron que aproximadamente un tercio de las galaxias en la región se encuentran no asociadas a cúmulos, y llamaron la atención sobre la enorme concentración de galaxias asociadas al cúmulo más lejano A2069, sugiriendo que podría tratarse de otro supercúmulo con mayor desplazamiento al rojo.

Tabla 5.1: Principales propiedades físicas de los cúmulos en la región del SC-CrB. Los cúmulos A2019–A2124 pertenecen al supercúmulo, mientras que A2069 y A2073 se encuentran en la misma región pero situados a una mayor distancia a lo largo de la línea de visión. SCL-158 representa la posición del centro del SC-CrB. Se indican las coordenadas ópticas, los desplazamientos al rojo, la luminosidad de rayos-X y la temperatura electrónica. Se muestran también el flujo medido en los mapas en las posiciones de los cúmulos y el flujo predicho para los cúmulos con datos de rayos-X. La barra de error del flujo medido contiene los niveles de confusión correspondientes al ruido térmico (σ_n), FCM primordial ($\sigma_{\text{FCM}} \approx 19$ mJy/haz) y fuentes residuales ($\sigma_{\text{fres}} \approx 6$ mJy/haz) sumados en cuadratura.

Cúmulo	A.R. ^a (J2000)	Dec. ^a (J2000)	z ^b	$L_X(0.1\text{-}2.4 \text{ keV})$ ($10^{44} h_{50}^{-2} \text{ erg s}^{-1}$)	T_e (keV)	ΔS^{pred} (mJy/haz)	ΔS (mJy/haz)
A2019	15 02 57.2	27 11 17	0.0807				-2.6 ± 24.5
A2061	15 21 15.3	30 39 17	0.0784	3.95 ^c	5.6 ^c	-54.7	-53.8 ± 27.4
A2065	15 22 42.6	27 43 21	0.0726	4.94 ^c	8.4 ^c	-61.7	-42.8 ± 23.4
A2067	15 23 14.8	30 54 23	0.0748	0.86 ^d	3.1 ^d	-27.7	-26.5 ± 27.4
SCL-158	15 25 16.2	29 31 30					
A2079	15 28 04.7	28 52 40	0.0661				-6.7 ± 22.6
A2089	15 32 41.3	28 00 56	0.0732				-28.9 ± 27.9
A2092	15 33 19.4	31 08 58	0.0669				-21.0 ± 28.5
A2124	15 44 59.3	36 03 40	0.0661	1.35 ^c	3.7 ^c	-44.3	-19.4 ± 29.2
A2069	15 23 57.9	+29 53 26	0.1160	8.92 ^c	7.9 ^c	-57.1	-15.2 ± 27.4
A2073	15 25 41.5	+28 24 32	0.1717	3.74 ^d	5.6 ^d	-29.9	-33.4 ± 22.6

^a NASA Extragalactic Database.

^b Struble & Rood (1999).

^c Ebeling et al. (1998).

^d Ebeling et al. (2000).

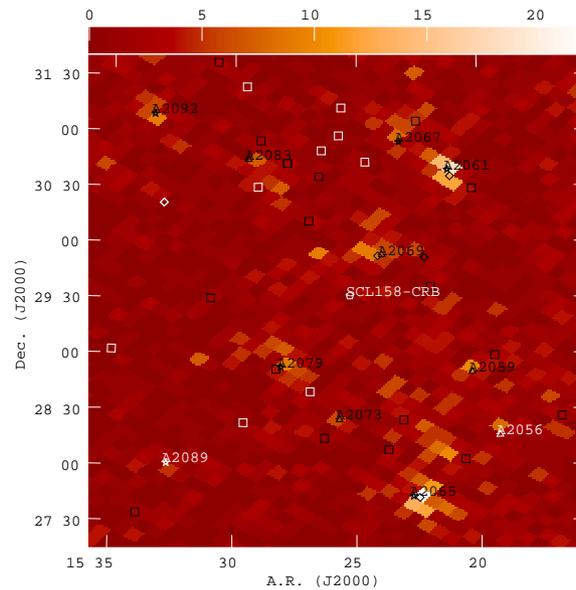


Figura 5.1: Distribución espacial de cúmulos de galaxias en la región del núcleo del SC-CrB. El centro del supercúmulo reportado por Einasto et al. (2001) se indica con un pentágono. Las estrellas, triángulos, cuadrados y rombos indican respectivamente las posiciones de los cúmulos del SC-CrB, de otros cúmulos Abell, de cúmulos Zwicky y del resto de cúmulos presentes en otros catálogos (sus coordenadas están una tomadas de la NED). El fondo muestra la densidad de galaxias del catálogo infrarrojo 2MASS proyectadas sobre una pixelización de HEALPIX con $N_{\text{side}}=512$ (resolución ≈ 7 minarc). El rango dinámico se representa en la barra superior en unidades de número de galaxias por píxel (cada píxel tiene un área de ≈ 47 minarc²).

5.3. Descripción de las observaciones y reducción de los datos

Las observaciones del SC-CrB fueron llevadas a cabo utilizando la configuración extendida de VSA entre mayo de 2003 y marzo de 2004, aunque la mayor parte de los datos se concentra en los primeros meses de dicho período, utilizándose el resto fundamentalmente para aumentar el nivel de señal a ruido en algunos campos y para mejorar las medidas de los flujos de algunas radiofuentes. Los calibradores utilizados fueron Cas A y Crab y se llevó a cabo el proceso de reducción estándar explicado en el apartado 2.5. Con el objetivo de reducir el error de calibración, se reescalaron los datos a la temperatura de Júpiter determinada por WMAP (véase el apartado 2.4.1).

Inicialmente se seleccionaron cinco apuntados (CrB-A, B, C, D y E) para cubrir la región del núcleo del supercúmulo, más dos apuntados adicionales (CrB-F y G) centrados en los cúmulos exteriores A2019 y A2124. Con el fin de mejorar la cobertura de la zona central, posteriormente se añadieron cuatro apuntados más (CrB-H, I, J y K). La distribución espacial de estos apuntados se muestra en la figura 5.3 mediante la circunferencia que marca la FWHM de cada uno de ellos. El apuntado CrB-B está situado en el centro del supercúmulo, mientras que CrB-A, C, D y E se distribuyen alrededor de él, en las direcciones de las posiciones de los cúmulos, a una distancia de éstos de $\sim 30'$. Los apuntados CrB-H, I, J y K están intercalados entre los anteriores. En la tabla 5.2 se indican las coordenadas de los apuntados, los tiempos de observación e integración (siguiendo la misma definición que en el apartado 4.4) y los niveles de ruido alcanzados en cada uno de ellos, calculados a partir de la dispersión de los datos en los bordes de cada mapa individual. Los tiempos de observación de cada apuntado individual son un factor ~ 2.5 menores que los dedicados a los cúmulos SZ (consúltese la tabla 4.10); sin embargo, estas observaciones están menos afectadas por períodos de mal tiempo, de manera que en este caso el número de días eliminados es sólo del $\sim 15\%$, con lo que los niveles de ruido son comparables. Como veremos, las regiones más interesantes son las correspondientes a los apuntados Cr-B y Cr-H, y por eso se les dedicó un mayor número de días de observación. Cada observación diaria dura aproximadamente 4 h y el número de días de observación dedicado a cada apuntado varía entre 5 (para CrB-D y CrB-G) y 37 (para CrB-H).

Tabla 5.2: Detalles de las observaciones con VSA de CrB. Se indican las coordenadas centrales de los apuntados, el tiempo total de observación, el tiempo total de integración, el tiempo efectivo de integración y el nivel de ruido alcanzado en cada caso, calculado a partir del RMS en los bordes de los mapas limpios.

Apuntado	A.R. (J2000)	Dec. (J2000)	t_{obs}	t_{int}	$t_{\text{int}}^{\text{ef}}$	RMS _{RTER} (mJy/haz)
CrB-A	15 23 12.00	28 06 00.0	53 ^h 49 ^m	50 ^h 06 ^m	39 ^h 55 ^m	12.4
CrB-B	15 27 48.00	29 24 00.0	70 ^h 28 ^m	70 ^h 28 ^m	65 ^h 17 ^m	10.8
CrB-C	15 22 48.00	30 21 00.0	33 ^h 27 ^m	33 ^h 27 ^m	25 ^h 05 ^m	18.9
CrB-D	15 32 00.00	30 45 00.0	18 ^h 35 ^m	18 ^h 35 ^m	16 ^h 12 ^m	20.5
CrB-E	15 32 00.00	28 18 00.0	22 ^h 18 ^m	22 ^h 18 ^m	17 ^h 32 ^m	19.7
CrB-F	15 02 57.20	27 11 17.3	46 ^h 41 ^m	42 ^h 58 ^m	35 ^h 44 ^m	14.4
CrB-G	15 45 00.00	36 03 57.6	18 ^h 35 ^m	18 ^h 35 ^m	17 ^h 09 ^m	21.4
CrB-H	15 23 00.00	29 13 30.0	166 ^h 48 ^m	130 ^h 16 ^m	98 ^h 13 ^m	10.2
CrB-I	15 27 24.00	30 33 00.0	55 ^h 45 ^m	40 ^h 53 ^m	33 ^h 17 ^m	18.6
CrB-J	15 32 00.00	29 31 30.0	54 ^h 50 ^m	38 ^h 32 ^m	32 ^h 25 ^m	18.9
CrB-K	15 28 00.00	28 12 00.0	40 ^h 47 ^m	32 ^h 38 ^m	25 ^h 35 ^m	20.3

5.4. Sustracción de fuentes puntuales

Las radiofuentes presentes en la región de CrB fueron observadas con el sustractor de fuentes puntuales entre mayo de 2003 y febrero de 2004, mayoritariamente de manera simultánea a las observaciones del instrumento principal. Para la identificación de estas fuentes se siguió la misma

estrategia que para las observaciones SZ de cúmulos explicada en el apartado 4.5, con la diferencia de que en este caso no fue posible ejecutar el rastreo con el RT debido a falta de tiempo de observación disponible. El nivel de sustracción queda entonces determinado por la extrapolación a 33 GHz realizada a partir de los valores de flujo de los catálogos NVSS y GB6, y la ausencia de las observaciones del RT a 15 GHz incrementa la incertidumbre sobre las posibles fuentes de espectro plano o invertido. Teniendo en cuenta que el límite de detección del catálogo GB6 a 4.85 GHz es 18 mJy, y considerando conservadoramente un valor extremo negativo para el índice espectral entre 1.4 y 33 GHz (véase por ejemplo Mason et al. (1999), o la figura 2 de Taylor et al. (2001)) de $\alpha = -0.5$, tenemos la certeza de haber identificado todas las fuentes con flujos a 33 GHz superiores a ≈ 50 mJy. Estamos limitados por este nivel de flujo, y aunque se han observado las 74 fuentes con flujos extrapolados a 33 GHz superiores a 20 mJy y situadas a menos de 2° de alguno de los apuntados, sólo se han sustraído las 25 que tienen flujos medidos por el sustractor por encima de 50 mJy. La tabla 5.3 muestra estas 25 radiofuentes, junto con los flujos derivados de la extrapolación y los medidos por el sustractor de fuentes puntuales, que han sido los empleados en la sustracción. En algunos casos hay claras discrepancias entre estos dos valores de flujo, lo que puede ser debido a que el índice espectral no sea constante entre 1.4 y 33 GHz o bien a una posible variabilidad de las fuentes. En los mapas generados tras las primeras observaciones identificamos tres estructuras no resueltas a un nivel $3\sigma_n$, que podrían ser fuentes puntuales no identificadas por nuestra estrategia. Se programaron observaciones del sustractor de fuentes puntuales sobre estas posiciones, que finalmente revelaron que no se trataba de fuentes puntuales, ya que no se detectó un flujo significativo ($S > 20$ mJy a un nivel 2σ).

Tabla 5.3: Radiofuentes presentes en el mosaico CrB y en los campos auxiliares CrB-F y CrB-G, con flujos medidos a 33 GHz superiores a 50 mJy. Se indican sus coordenadas, el flujo extrapolado a 33 GHz a partir de los valores de NVSS y GB6 y el flujo medido por el sustractor de fuentes puntuales a 33 GHz (que es el que se ha utilizado para sustraer las fuentes de los datos). La radiofuente marcada con un asterisco es la que ha sido utilizada como calibrador de fase en la segunda parte de las observaciones.

	Nombre	A.R. (J2000)	Dec. (J2000)	Flujo (mJy)	
				NVSS-GB6 33 GHz	Sustractor 33 GHz
CrB-F	1459+2708	14 59 39.6	27 08 16	83	132 ± 12
	1504+2854	15 04 27.3	28 54 25	76	193 ± 14
	1509+2642	15 09 39.1	26 42 45	39	58 ± 10
Mosaico	1514+2931	15 14 20.9	29 31 09	104	95 ± 6
	1514+2855	15 14 40.3	28 55 39	72	63 ± 8
	1514+2943	15 14 03.7	29 43 21	33	50 ± 13
	1521+3115	15 21 01.8	31 15 50	196	69 ± 43
	1522+3144*	15 22 09.5	31 44 18	243	296 ± 7
	1522+2808	15 22 48.9	28 08 51	133	97 ± 5
	1527+3115	15 27 18.2	31 15 14	294	157 ± 6
	1528+3157	15 28 52.6	31 57 34	75	98 ± 7
	1529+3225	15 29 38.7	32 25 23	60	84 ± 38
	1531+2819	15 31 21.4	28 19 26	30	58 ± 9
	1532+2919	15 32 20.2	29 19 40	71	51 ± 12
	1535+3126	15 35 58.9	31 26 25	47	53 ± 5
	1537+2648	15 37 06.4	26 48 24	23	56 ± 18
	1539+3103	15 39 15.9	31 03 59	107	86 ± 15
1539+2744	15 39 38.8	27 44 33	244	218 ± 10	
CrB-G	1538+3557	15 38 57.4	35 57 09	37	54 ± 12
	1540+3538	15 40 31.7	35 38 26	24	52 ± 16
	1544+3713	15 44 44.7	37 13 22	25	50 ± 11
	1546+3631	15 46 07.6	36 31 07	26	51 ± 18
	1546+3644	15 46 38.3	36 44 30	44	59 ± 15
	1547+3518	15 47 51.7	35 18 59	87	77 ± 12
	1552+3716	15 52 05.3	37 16 05	47	50 ± 18

Nótese que, como consecuencia de la ausencia del rastreo del RT, este límite de sustracción de 50 mJy es considerablemente superior al de los estudios del FCM primordial (donde el proceso de

sustracción de fuentes puntuales es incluso más crítico) o de SZ en cúmulos con VSA. Para las observaciones del FCM primordial con la configuración compacta (Taylor et al., 2003) y de SZ en cúmulos (véase Lancaster et al. (2005) o el capítulo 4 de esta tesis) la sensibilidad del RT a 15 GHz es de 20 mJy, lo que implica, con un índice espectral extremo $\alpha = -0.5$ como el anterior, un límite de sustracción a 33 GHz de ≈ 30 mJy. En las observaciones del FCM primordial con la configuración extendida (véase Grainge et al. (2003) o el capítulo 3 de esta tesis) la sensibilidad del RT fue aumentada hasta 10 mJy, lográndose así un menor límite de sustracción a 33 GHz de ≈ 15 mJy.

Como se verá a continuación, el principal resultado de este estudio consiste en la detección de cuatro intensas manchas negativas, dos de ellas localizadas en torno al centro del supercúmulo. Considerando los flujos extrapolados a 33 GHz de las fuentes identificadas en la región, se estimó que ninguna de ellas afecta en más de un 2% a los niveles de intensidad de estas manchas y que el efecto conjunto de todas las fuentes es del orden 1.3-3.2%. El extremo superior de este intervalo es sólo un factor dos el error de calibración. Por lo tanto, para los propósitos de este trabajo, un límite de sustracción de 50 mJy es suficiente, en contraste con las medidas del espectro de potencias del FCM primordial, en las que se requiere una sustracción más precisa (Scott et al., 2003; Grainge et al., 2003; Dickinson et al., 2004).

En cualquier caso, estimamos el nivel de confusión introducido por las fuentes residuales con flujos inferiores a este nivel de sustracción, mediante el formalismo introducido en el apartado 3.4.1, y utilizando el modelo derivado del mejor ajuste a las cuentas de fuentes por encima de ≈ 50 mJy (véanse los valores de los flujos en la tabla 5.3),

$$n(S) = (17.6 \pm 2.3) \left[\frac{S}{70 \text{ mJy}} \right]^{-2.28 \pm 0.83} \text{ mJy}^{-1} \text{ sr}^{-1} . \quad (5.2)$$

Nótese que este modelo tiene una pendiente compatible con la ecuación (3.1), obtenida a partir de las cuentas de fuentes asociadas a las observaciones de VSA de campos primordiales de FCM (Cleary et al., 2005). Sin embargo, la amplitud es un $\approx 70\%$ mayor, debido a la mayor densidad de radiofuentes en el supercúmulo como consecuencia de la presencia de fuentes asociadas a los cúmulos miembros. De hecho, el modelo de Cleary et al. (2005) predice 15 fuentes por encima de 50 mJy en toda la región rastreada, mientras que encontramos 25. Utilizando el modelo descrito por la ecuación (5.2) deducimos que el nivel de confusión introducido por las fuentes residuales es $\sigma_{\text{fres}} = 7.3$ mJy/haz. Este resultado sobreestima el nivel de confusión real en las regiones lejanas a los cúmulos, donde la población de fuentes debe estar mejor descrita por la ecuación (3.1).

5.4.1. Estimación del flujo independiente de la calibración de fase

Como se indicó en el apartado 2.4.4, en cada observación el sustractor de fuentes puntuales lleva a cabo una calibración de la fase a través de la observación de fuentes muy intensas ($\gtrsim 250$ mJy) que son seleccionadas con antelación. En un momento avanzado de la etapa de observaciones se detectó que los calibradores de fase utilizados tenían flujos (≈ 40 y ≈ 80 mJy, respectivamente) mucho menores que los predichos por la extrapolación, y por lo tanto no lo suficientemente altos para producir una buena calibración de fase. A través de simulaciones de Monte Carlo se demuestra que al calibrar la fase con objetos demasiado débiles se subestima el flujo de las fuentes puntuales. Estas simulaciones podrían ser utilizadas para estimar en cada caso la fracción en la que el flujo ha sido subestimado, y corregir así la medida. Sin embargo, este método no es aplicable en el caso de fuentes que presenten variabilidad temporal, a menos que se suponga un modelo para dicha variabilidad. De manera alternativa, decidimos utilizar un nuevo estimador de flujo que fuera insensible a la calibración de fase.

Como se indicó en el apartado 2.5.2, el programa SSMERGE, utilizado de manera estándar en este contexto, estima el flujo de cada fuente a partir de la ecuación (2.27), realizando por separado un promedio ponderado de las partes real e imaginaria de la visibilidad. Introduzcamos ahora el estimador alternativo $E[S_i^2] = Vr_i^2 + Vi_i^2 - (\sigma_i^n)^2$, donde $(\sigma_i^n)^2 = 1/\omega_i$ representa el error estadístico

asociado a cada medida. Este estimador es no sesgado ($\langle E[S^2] \rangle = \langle S^2 \rangle$) e independiente del valor de la fase. Si el error es Gaussiano, entonces $E[S^2]$ se distribuye según una función χ^2 (desplazada) de dos grados de libertad. Sin embargo, este estimador sólo puede ser utilizado para fuentes que no presenten variabilidad, dado que proporciona $\langle S^2 \rangle$ durante todo el período de observación, en lugar de $\langle S \rangle$, que es la cantidad que en realidad nos interesa. Definamos entonces en su lugar el nuevo estimador $E'[S_i] = \sqrt{E[S_i^2]}$, de manera que ahora el flujo de cada fuente se estima como:

$$E'[S] = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} E'[S_i] \cdot \omega'_i}{\sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \omega'_i} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \sqrt{Vr_i^2 + Vi_i^2 - (\sigma_i^n)^2} \cdot \omega'_i}{\sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \omega'_i}, \quad (5.3)$$

donde ω'_i es el peso asociado al error estadístico de la cantidad $E'[S_i]$. Este estimador $E'[S_i]$ se encuentra definido sólo para valores positivos de $E[S_i^2]$, y en principio se encuentra sesgado hacia valores altos del flujo si la razón señal a ruido de la medida es baja. Este sesgo fue estimado a través de simulaciones de Monte Carlo y se concluyó que tiene importancia sólo para valores de flujo por debajo de ≈ 50 mJy. De cualquier modo, con el fin de minimizar su efecto, en el caso de medidas negativas el estimador cuadrático $E[S_i^2]$ fue promediado entre medidas adyacentes de la misma fuente hasta conseguir un valor positivo antes de aplicar la raíz cuadrada.

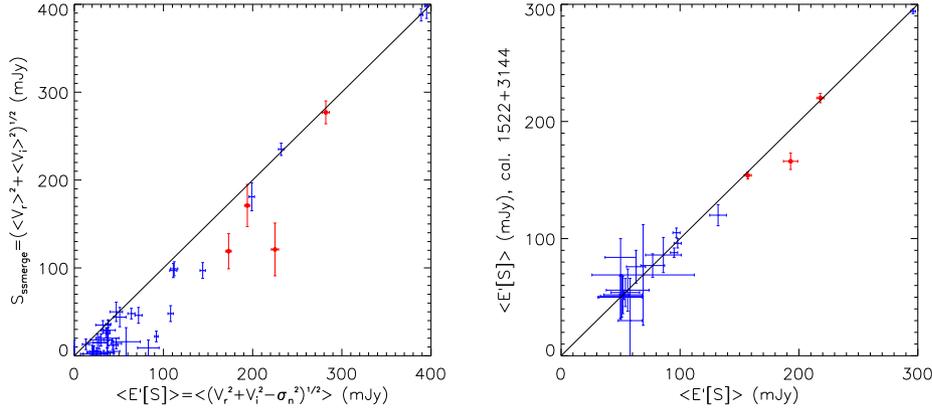


Figura 5.2: Izquierda: se comparan los flujos de las fuentes asociadas a los campos de los cúmulos A399, A401, A478, A1795, A2142 y A2244 obtenidos mediante SSMERGE (ecuación 2.27; véase los flujos en la tabla 4.11), con los obtenidos mediante el estimador independiente de la fase $E'[S_i]$ (ecuación 5.3). Derecha: comparación entre los flujos de las fuentes presentes en el campo de observación de CrB obtenidos mediante el estimador $E'[S_i]$ y utilizando todos los días de observación (véanse los valores de flujo en la tabla 5.3) con los obtenidos mediante este mismo estimador pero utilizando sólo las observaciones en las que la fase ha sido calibrada mediante observaciones de la fuente 1522+3144. En ambos casos las barras de error están referidas al 68% de nivel de confianza, y en rojo se indican las fuentes que presentan variabilidad.

Para verificar la validez del estimador, éste se ha utilizado para obtener los flujos de las fuentes asociadas a los campos de los cúmulos estudiados en el capítulo 4, de manera alternativa a las medidas derivadas por SSMERGE (tabla 4.11). Se ha aplicado además un estudio de variabilidad, similar al de Cleary et al. (2005), basado en el cálculo de la función χ^2 reducida

$$\chi_{N_{\text{obs}}-1}^2 = \frac{1}{N_{\text{obs}}-1} \sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \left[\left(Vr_i - \frac{\sum_{j=1}^{N_{\text{obs}}} Vr_j \cdot \omega_j}{\sum_{j=1}^{N_{\text{obs}}} \omega_j} \right)^2 \cdot \omega_i \right], \quad (5.4)$$

de manera que todas las fuentes con una probabilidad menor que el 0.1% ($\chi_{N_{\text{obs}}-1}^2 \geq 10.83$) son consideradas variables. Los flujos obtenidos mediante SSMERGE están de acuerdo dentro de 1σ de

nivel de confianza con los derivados mediante el estimador en la mayoría de las fuentes no variables, tal y como se aprecia en el panel izquierdo de la figura 5.2. Por otro lado, las fuentes más brillantes del campo ($S \gtrsim 60$ mJy) fueron reobservadas entre agosto y noviembre de 2004 utilizando un calibrador de fase adecuado (la fuente 1522+3144, cuyo flujo estimado es 296 mJy). A partir de estas nuevas medidas se aplicó el mismo estudio de variabilidad, que determinó la existencia de tres fuentes variables. En el panel derecho de la figura 5.2 se muestra la comparación entre los flujos estimados en estas fuentes utilizando sólo estas últimas observaciones y los obtenidos utilizando la agrupación de todas las observaciones (las llevadas a cabo con los calibradores de fase antiguos y las realizadas con este nuevo calibrador). La coincidencia en la mayoría de los casos a 1σ demuestra que, aunque en el momento de la observación la determinación de la fase del instrumento no haya sido lo suficientemente precisa en algunas fuentes, este nuevo estimador permite recuperar sus flujos. Los valores de flujo que finalmente se utilizaron en la sustracción fueron los obtenidos mediante este estimador, combinando las observaciones realizadas con los calibradores de fase débiles y las realizadas con este nuevo calibrador, y son los que se muestran en la tabla 5.3. La sustracción se lleva a cabo en el plano de apertura mediante la rutina UVSUB de AIPS, y la eficacia del proceso queda demostrada al comparar en las figuras 5.3 y 5.5 los mapas previos y posteriores a la sustracción.

5.5. Mapas de VSA

Los mapas de estas observaciones se construyen utilizando los paquetes estándares de AIPS, mediante el procedimiento explicado en el apartado 2.6. A partir de los nueve apuntados del núcleo del supercúmulo (CrB-A, B, C, D, E, H, I, J y K) se generó un mosaico de la región central, mientras que los dos apuntados auxiliares CrB-F y G se utilizaron para construir mapas individuales de las regiones de los cúmulos A2019 y A2124, respectivamente. El proceso de limpieza se aplicó directamente sobre el mosaico en lugar de sobre los apuntados individuales, con el fin de evitar la pérdida de nivel de señal a ruido en las regiones de solapamiento. Esto fue posible gracias a que los haces sintetizados de los apuntados individuales tienen formas y orientaciones similares, y para realizar la deconvolución se tomó como referencia el haz sintetizado del apuntado central CrB-B. En ocasiones es difícil distinguir qué estructuras son reales y cuáles son debidas a artefactos introducidos por el haz sintetizado, y por ello se colocaron cajas alrededor de las manchas más intensas de los mapas, tanto positivas como negativas, y se ejecutó el limpieza hasta una profundidad de $2\sigma_n$. En el caso del mosaico sin sustraer de fuentes puntuales se colocaron cajas en las posiciones de las radiofuentes identificadas. Un método análogo de limpieza se aplicó al mapa del apuntado CrB-F. En el caso del mapa correspondiente al apuntado CrB-G, como el nivel de señal a ruido es menor y es mucho más complicado distinguir las estructuras reales de las espurias, se colocó una caja cubriendo la región encerrada por la FWHM del haz primario y se limpió hasta una profundidad de $3\sigma_n$.

Los mosaicos limpios, antes y después de la sustracción de fuentes puntuales, se presentan en la figura 5.3. La figura 5.4 muestra una ampliación de la región central de interés del mosaico limpio y sustraído de fuentes puntuales. Los mapas resultantes de los apuntados CrB-F y G se muestran en la figura 5.5. Se aprecia que el proceso de sustracción de fuentes puntuales ha sido eficiente, especialmente en el caso de las fuentes 1459+2708, 1522+3144 y 1527+3115, detectadas en los mapas a un alto nivel de señal a ruido. Otras fuentes con flujos elevados ($S \gtrsim 100$ mJy), como 1504+2854 y 1539+2744, no se identifican con tanta claridad debido a que se encuentran alejadas de los centros de apuntado, en regiones de menor señal a ruido. Los valores de sensibilidad obtenidos en cada apuntado se muestran en la tabla 5.2, y el nivel de ruido en todo el mosaico es prácticamente uniforme a un nivel de ≈ 12 mJy. Sin embargo, la razón señal a ruido es superior en las zonas centrales, donde se solapan varios apuntados.

Los mapas presentan una evidente incidencia del FCM primordial. En las posiciones de los cúmulos pertenecientes a CrB se detectan sistemáticamente flujos negativos (véanse los valores en la tabla 5.1), lo que podría ser indicativo de efectos SZ, como se discutirá en el apartado 5.6. Lo más

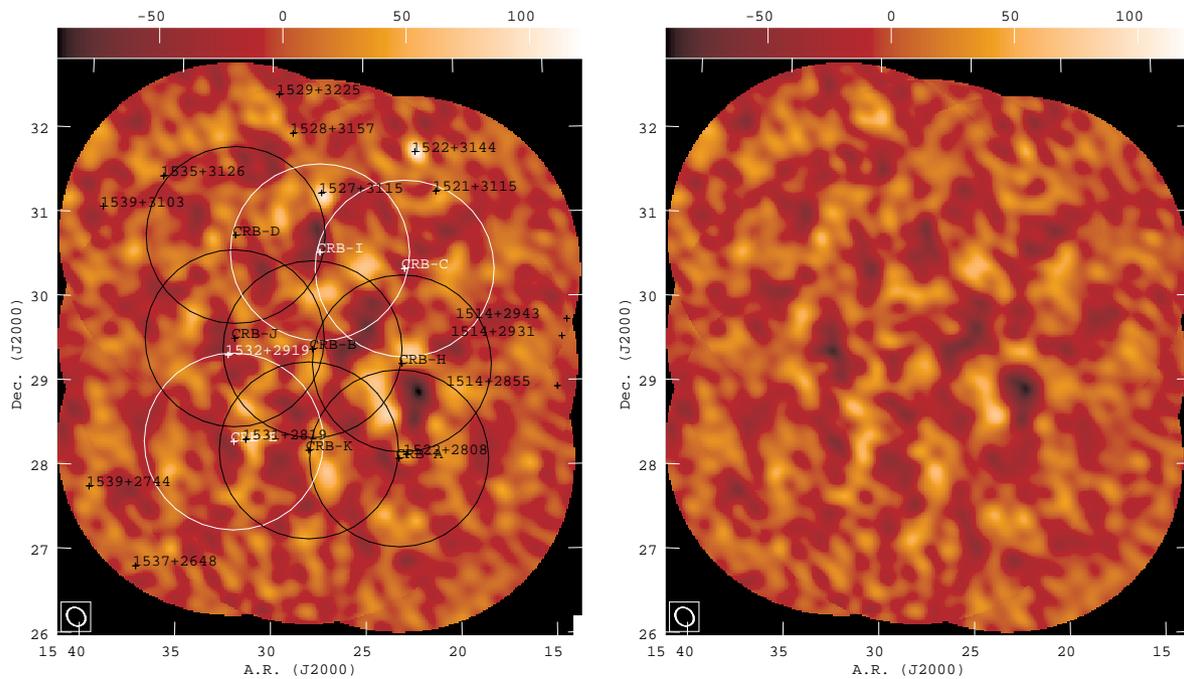


Figura 5.3: Mosaicos limpios de VSA, antes (izquierda) y después (derecha) de la sustracción de fuentes puntuales, construidos a partir de los apuntados CrB-A, B, C, D, E, H, I, J y K. En el panel izquierdo, las circunferencias corresponden a la FWHM (2.1°) de los haces primarios de los nueve apuntados. Las cruces marcan las posiciones de las fuentes puntuales con flujos medidos superiores a 50 mJy. La FWHM ($\approx 11'$) del haz sintetizado se indica en la esquina inferior izquierda. El rango dinámico de cada mosaico se representa en la barra superior en unidades de mJy/haz. El ruido es prácticamente uniforme en todo el mosaico, a un nivel ≈ 12 mJy/haz.

destacado del mosaico final son cuatro prominentes decrementos negativos, situados respectivamente dentro de las FWHM de los haces primarios de los apuntados CrB-B, H, I y J, con niveles de señal a ruido respectivamente de 6, 10, 5 y 5, y cuyas posiciones se indican en la figura 5.4. Todos ellos parecen extendidos, con tamaños angulares de ~ 40 - $50'$. Sus coordenadas y valores mínimos de intensidad y de temperatura de brillo se muestran en la tabla 5.4. Para transformar los valores de flujo obtenidos de los mapas en temperatura de brillo se ha utilizado el factor de conversión dado por la ecuación (3.3). El decremento I se encuentra en una región con una alta densidad de cúmulos de galaxias, incluyendo A2089 y numerosos cúmulos Zwicky (véase la figura 5.4), que podrían tener una contribución importante, a través del efecto SZ, sobre el decremento total observado. El decremento J se encuentra muy próximo a la radiofuente 1532+2919, con lo que la barra de error de su medida (51 ± 12 mJy, consúltese la tabla 5.3) introduce una incertidumbre adicional sobre el flujo detectado. El decremento B, el más extenso, está situado próximo al centro del supercúmulo, y hacia el noroeste se encuentra el cúmulo A2069, que es considerado por Small et al. (1998) como un posible supercúmulo dado el alto número de galaxias que contiene. La región circundante de este cúmulo presenta una elevada densidad proyectada de galaxias infrarrojas que se extiende sobre $\sim 30'$ (véase la figura 5.1). El decremento H se encuentra en una región sin cúmulos de galaxias conocidos. Este decremento, por ser el más significativo en términos del nivel de ruido y también el más intenso, es el de mayor interés. Su origen físico será discutido en el apartado 5.7.

Nótese también la presencia de dos intensas manchas positivas entre los decrementos B y H. En principio estas estructuras podrían ser reales o bien artefactos producidos por los decrementos negativos. Téngase en cuenta que la respuesta de un interferómetro tiene media nula, con lo que

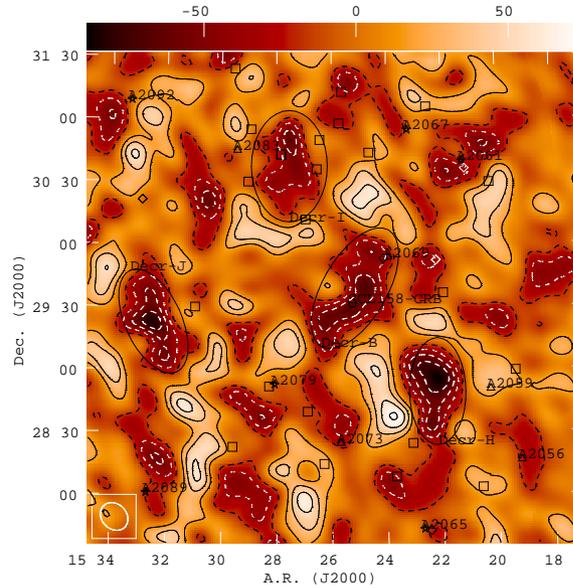


Figura 5.4: Ampliación de la región central del mosaico limpio y sustraído de fuentes puntuales mostrado en el panel izquierdo de la figura 5.3. Se indican los cuatro decrementos negativos, así como las posiciones del centro del supercúmulo (coordenadas de Einasto et al. (2001)) y de los cúmulos de galaxias presentes en la región (coordenadas extraídas de la NED), utilizando una simbología análoga a la de la figura 5.1. Los contornos continuos (discontinuos) indican incrementos (decrementos) sobre el nivel de flujo promedio, siendo la diferencia entre ellos $1.5\sigma_n$.

la presencia de un decremento fuertemente negativo en un mapa provoca una intensificación de las señales positivas. Otra posibilidad es que estas estructuras positivas estén parcialmente provocadas por radiofuentes puntuales no identificadas en el proceso de extrapolación. Para obtener mayor resolución angular, se ha elaborado un mosaico utilizando las líneas de base largas ($\gtrsim 125\lambda$), en el que estas manchas positivas no aparecen, lo que indica que son extendidas y no puntuales. En el caso de que sean debidas a artefactos generados a través de la convolución con el haz sintetizado en el proceso la construcción del mapa, es igualmente probable que la mancha positiva sea intensificada por el decremento H como el caso contrario. Con el fin de descartar una de estas dos posibilidades, se ha realizado un limpiado de la región, y se ha encontrado que los residuos son más bajos cuando se coloca una caja alrededor del decremento H que cuando se colocan cajas en las regiones de las manchas positivas. Además, cuando se realiza el limpiado colocando la caja sobre el decremento H la intensidad de las manchas positivas se reduce en un $\approx 12\%$. Esto es una clara evidencia de que las manchas positivas son, al menos parcialmente, provocadas por los lóbulos laterales del haz sintetizado.

5.5.1. Comparación con WMAP

Se han analizado los mapas de WMAP¹ de primer año (Bennett et al., 2003a), en busca de posibles decrementos negativos en la región. Nos centramos en el mapa de la banda W ($\nu = 94$ GHz, $\text{FWHM}_{\text{haz}} = 0.22^\circ$) de WMAP, dado que su resolución es la más próxima a la de la configuración extendida de VSA. Previsiblemente, la sensibilidad de este mapa en la región de CrB ($\approx 142 \mu\text{K}$ en un píxel de 7 minarc; por lo tanto $\approx 90 \mu\text{K}$ en haz sintetizado de VSA de $11'$) sólo nos permitirá una detección marginal del decremento H, a un nivel de $2.5\sigma_n$. En el panel izquierdo de la figura 5.6

¹Los mapas de WMAP son obtenidos de la base datos LAMBDA, http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/m_products.cfm/

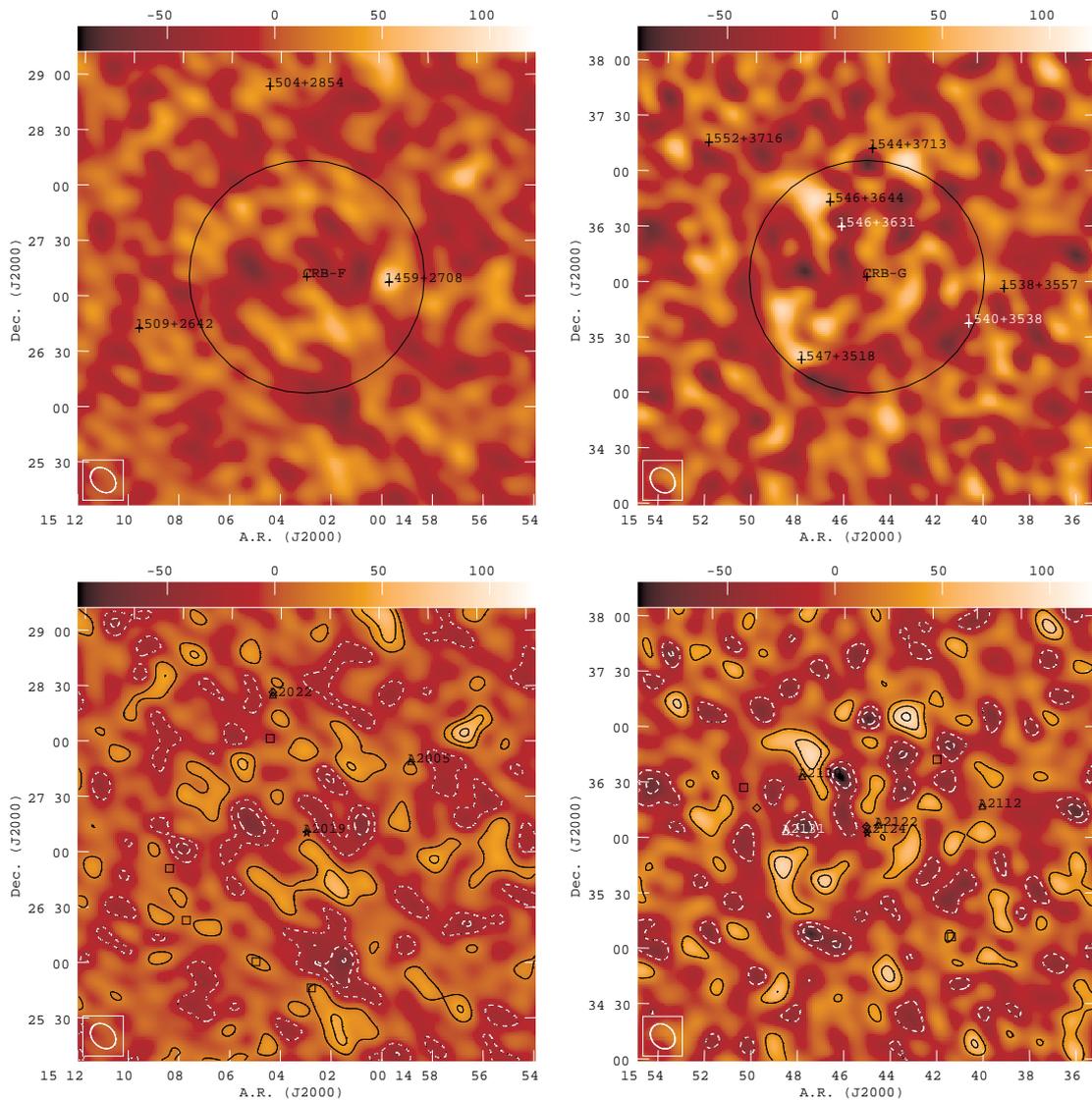


Figura 5.5: Mapas limpios de VSA correspondientes a los apuntados CrB-F (izquierda) y CrB-G (derecha). La fila superior e inferior corresponden respectivamente a los mapas previos y posteriores a la sustracción de fuentes puntuales. La nomenclatura y simbología son análogas a las utilizadas en las figuras precedentes.

se muestra este mapa en la región de CrB. La zona comprendida entre los decrementos B y H tiene temperaturas predominantemente negativas, aunque se aprecia un alto nivel de ruido en todo el mapa. Con el fin de tener una mejor comparación, se ha convolucionado este mapa con el haz sintetizado de la observación CrB-H. Para ello, se multiplica este mapa por el haz primario y se aplica una transformada de Fourier inversa para predecir las visibilidades en cada punto del plano de apertura. A continuación, mediante una nueva transformada de Fourier se obtiene el mapa en el plano real que se muestra en el panel derecho de la figura 5.6. En él se detecta claramente el decremento B, con una morfología muy similar a la del mosaico de VSA (compárese con la figura 5.4). En la región del decremento H, aunque ligeramente desplazada hacia el oeste, también se observa una mancha negativa, cuyo flujo mínimo corresponde a una temperatura $\approx -126 \pm 90 \mu\text{K}$, con coordenadas $15^{\text{h}}21^{\text{m}}19^{\text{s}} +28^{\circ}55'27''$ (J2000). La separación angular entre las posiciones de este mínimo y la del mínimo observado en el mosaico de VSA ($\approx 10'$) es compatible con las resoluciones de los mapas. Los niveles de ruido no permiten extraer una conclusión directa sobre la naturaleza del decremento, dado que a un nivel de $\sim 1\sigma_n$ no es posible determinar si el espectro entre 33 y 94 GHz corresponde a FCM primordial (el decremento debería tener una temperatura $\approx -230 \mu\text{K}$ a 94 GHz) o a efecto SZ (en cuyo caso la temperatura a 94 GHz debería ser $\approx -185 \mu\text{K}$).

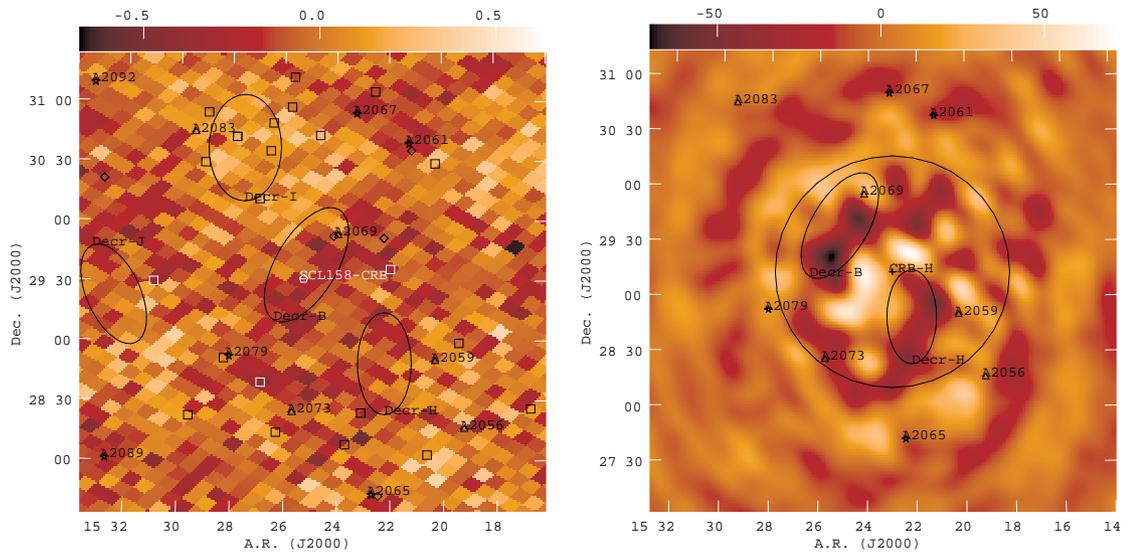


Figura 5.6: Mapas de la banda W de WMAP en la región del SC-CrB. El mapa de la derecha ha sido convolucionado con el haz sintetizado de la observación CrB-H. Se indican las posiciones de los decrementos B, H, I y J detectados en el mosaico de VSA, así como el centro del supercúmulo y los cúmulos de galaxias (sólo los Abell en el mapa de la derecha), con una simbología análoga a la de la figura 5.1. La circunferencia en el mapa de la derecha es la FWHM del haz primario del apuntado CrB-H. Las unidades de las barras superiores son respectivamente mK (izquierda) y mJy/haz (derecha).

Este mismo análisis lo hemos extendido para las cuatro bandas restantes de WMAP (K, Ka, Q y V) y también para los otros tres decrementos, B, I y J. Los valores mínimos de temperatura obtenidos en la posición de cada decremento se representan en la figura 5.7 en función de la frecuencia de cada banda. Se representa también la dependencia espectral del efecto SZ térmico $\left(f(x) = x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4\right)$ normalizada al valor de temperatura detectado en el mosaico de VSA. Los valores de temperatura en el mosaico de VSA y en el mapa de la banda W son compatibles a 1σ con un espectro SZ en los decrementos B, H e I. Los valores en las bandas Q y V son $\sim 1 - 2\sigma$ menos negativos. Estas bandas tienen una menor resolución angular ($\text{FWHM}_{\text{haz}} = 0.51^\circ$ y 0.35° respectivamente), de manera que en caso de que las manchas fueran no resueltas en estos mapas la dilución provocaría una disminución

de flujo. Las temperaturas detectadas en las bandas K y Ka son aún menos negativas, pero en estos dos mapas la incidencia de los contaminantes galácticos es mucho mayor.

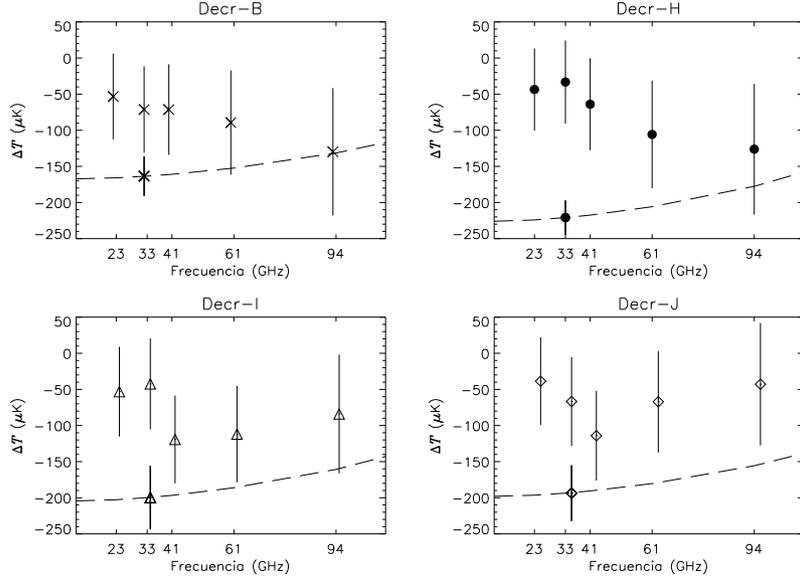


Figura 5.7: Se muestran los valores mínimos de temperatura (termodinámica) detectados, en las posiciones de los cuatro decrementos, en los mapas de cada una de las cinco bandas de WMAP (K, Ka, Q, V y W) convolucionados con el haz sintetizado de VSA, representados frente a la frecuencia de cada banda (respectivamente 23, 33, 41, 61 y 94 GHz). En cada caso, el punto de temperatura más negativa a 33 GHz (resaltado con una línea más gruesa) corresponde al valor de temperatura obtenido del mosaico de VSA. Las barras de error corresponden a un nivel de confianza de 1σ . La línea discontinua indica el espectro de SZ térmico, normalizado a la temperatura de cada decremento en el mosaico de VSA.

5.6. Detección de efecto SZ en cúmulos conocidos

En la tabla 5.1 se muestran los datos básicos asociados a los ocho cúmulos del SC-CrB. Los cúmulos con mayores luminosidades de rayos-X son los que tienen una mayor probabilidad de producir un efecto SZ detectable. Es útil realizar un estudio análogo al llevado a cabo en el apartado 4.6, para estimar los perfiles SZ que producirían estos cúmulos en los planos de apertura de las observaciones. El proceso es igual al explicado en el apartado 4.6, con la diferencia de que en este caso las posiciones de los cúmulos no coinciden con los centros de apuntado. Además, como no encontramos en la literatura medidas del parámetro β (que describe la pendiente del perfil de densidad en el modelo β de la ecuación 4.11) ni del radio del núcleo de estos cúmulos, es necesario realizar algunas hipótesis.

El decremento SZ central de temperatura lo estimamos a partir de la luminosidad de rayos-X (tabla 5.1), utilizando la relación de escala determinada por Hernández-Monteagudo & Rubiño-Martín (2004) mediante un ajuste sobre una muestra de cúmulos del catálogo BCS (Ebeling et al., 1998, 2000) con medidas de efecto SZ:

$$\Delta T_0^{\text{RJ}} = -(0.24 \pm 0.06) \left[\frac{L_X^{(0.1-2.4 \text{ keV})}}{10^{44} h_{50}^{-2} \text{ erg s}^{-1}} \right]^{0.47 \pm 0.09} \text{ mK} . \quad (5.5)$$

Por otro lado, considerando el medio intracumular como un gas monoatómico en equilibrio térmico, se obtiene que la temperatura electrónica y el radio del núcleo se relacionan con la masa del cúmulo

a través de las relaciones de proporcionalidad $T_e \propto M^\alpha(1+z)$ y $r_c \propto M^{-1/6}(1+z)^{(-1+3\epsilon)/4}$, respectivamente. De aquí puede derivarse la siguiente relación de escala:

$$r_c = r_{c0} \left(\frac{T_e}{T_{e0}} \right)^{-1/6\alpha} (1+z)^{(-3\alpha+9\epsilon\alpha+2)/12\alpha} \Rightarrow r_c = 0.125 h^{-1} \text{Mpc} \left[\frac{T_e}{10\text{keV}} \right]^{-1/4}, \quad (5.6)$$

donde se ha considerado $\alpha = 2/3$ y $\epsilon = 0$, y valores para el radio del núcleo y la temperatura de un cúmulo típico de masa $M_0 = 10^{15} M_\odot$ a $z = 0$ respectivamente $r_{c0} = 0.13 h^{-1} \text{Mpc}$ y $T_{e0} = 10^8 \text{K}$ (véase Atrio-Barandela & Mücke (1999), Hernández-Monteagudo (2001) y Rubiño-Martín & Sunyaev (2003), y sus referencias). Aplicando la ecuación (5.6) a los valores de temperatura electrónica de la tabla 5.1, se obtiene una estimación del radio del núcleo de los seis cúmulos. Para estimar la distancia angular se han utilizado los parámetros cosmológicos derivados de los últimos resultados de VSA: $\Omega_M=0.25$, $\Omega_\Lambda=0.75$, $h = 0.73$ (Rebolo et al., 2004). Para el parámetro β se ha supuesto un valor $\beta = 2/3$ en todos los casos.

En la figura 5.8 se muestran los perfiles SZ en el plano de apertura en función de la longitud de línea de base proyectada, obtenidos en cada uno de los seis cúmulos, junto con la función ventana de VSA y el nivel de confusión que introduce el FCM primordial. Los cúmulos con mayor temperatura electrónica, y por tanto mayor radio, tienden a producir una señal SZ más intensa en las líneas de base cortas. El cúmulo A2124, aunque su núcleo no tiene el mayor radio estimado, es el más intenso a 0λ porque su posición coincide con la del apuntado CrB-G, mientras que en el resto de cúmulos la señal está diluida a causa de las separaciones respecto a los centros de apuntado. Sin embargo, el perfil de este cúmulo decae rápidamente, y en el rango de longitudes de líneas de base de VSA ($50\lambda \lesssim b_\lambda \lesssim 220\lambda$) se encuentra muy cercano al nivel de ruido, que además en esta observación es el más alto de todos los apuntados (21.4 mJy/haz). Los cúmulos con perfiles más altos en este rango son A2065, A2069 y A2061, y por lo tanto son los que previsiblemente producirán efectos SZ más intensos. Nótese sin embargo que el FCM primordial, cuyo perfil se encuentra sólo un factor ~ 2 por debajo del de estos cúmulos, va a dificultar estas detecciones. Los perfiles de estos cúmulos son menos intensos que los de los cúmulos seleccionados para observaciones SZ, mostrados en la figura 4.7. Por ejemplo, los perfiles de estos tres cúmulos, A2065, A2069 y A2061, para $b_\lambda \gtrsim 80\lambda$ son muy similares al de A399, que daba una detección SZ marginal. Por lo tanto, aunque estos cúmulos podrían producir efectos SZ observables, éstos previsiblemente no serán muy significativos, y estarán muy afectados por el FCM primordial y por el ruido instrumental.

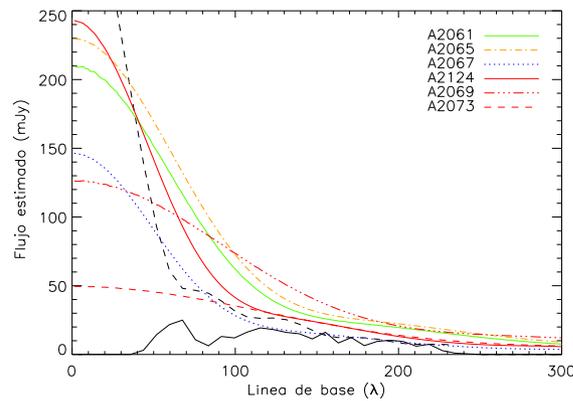


Figura 5.8: Perfiles SZ en el plano de apertura predichos para los seis cúmulos con datos de rayos-X, en función de la longitud de línea de base proyectada. La línea negra continua representa la función ventana de VSA (unidades arbitrarias) estimada a partir del muestreo del plano de Fourier producido por estas observaciones. La línea negra discontinua indica la varianza de muestreo del FCM primordial en cada escala angular.

En la tabla 5.1 se muestran los decrementos ΔS^{pred} que se observarán en las posiciones de los cúmulos, obtenidos mediante un procedimiento análogo al explicado en el apartado 4.6. Si se comparan estos valores con el nivel de incertidumbre de las medidas, se determina que los decrementos SZ esperados de cúmulos individuales en la región están en un rango de niveles de significación $1.0 - 2.5\sigma$, donde ahora σ incluye las contribuciones del FCM primordial ($\sigma_{\text{FCM}} \approx 19$ mJy/haz), ruido térmico ($\sigma_n \approx 16$ mJy/haz) y fuentes residuales por debajo del nivel de sustracción ($\sigma_{\text{fres}} \approx 6$ mJy/haz). En términos sólo del ruido térmico las detecciones esperadas están en un rango $1.5 - 5.0\sigma_n$. Los valores de flujo detectados en el mosaico en las posiciones de los cúmulos, también mostrados en la tabla 5.1, concuerdan con las predicciones en estos seis cúmulos; exceptuando A2069, en todos los casos el valor predicho se encuentra dentro del intervalo de confianza de 1σ del valor observado. Aunque el mosaico no muestra claros decrementos con cierta simetría esférica en torno a las posiciones de los cúmulos, como los que se observan en los cúmulos estudiados en el capítulo 4 (véase la figura 4.8), es significativo que en las posiciones de los diez cúmulos analizados se obtienen valores negativos de flujo. En A2061 y A2065, dos de los cúmulos con más altas luminosidades de rayos-X de la muestra, se observan decrementos a un nivel de 2σ ($\approx 3\sigma_n$ sobre el ruido térmico); estos cúmulos se encuentran en el borde de decrementos más profundos. Además, téngase en cuenta que la región de A2065 es la de mayor densidad de galaxias proyectada. Si se combina ponderadamente (pesando cada valor según la inversa del cuadrado del error indicado) las detecciones individuales en cúmulos miembros de CrB se obtiene una detección estadística -24.4 ± 9.2 mJy/haz (2.7σ), o bien -22.7 ± 5.5 mJy/haz ($4.1\sigma_n$) cuando sólo se considera el ruido térmico. Si se añaden a este promedio ponderado los valores de los cúmulos A2069 y A2073 entonces el resultado es respectivamente -24.8 ± 8.1 mJy/haz (3.0σ) y -24.3 ± 4.8 mJy/haz ($5.1\sigma_n$).

Es significativa también la presencia, a 3.4σ ($5.0\sigma_n$) del decremento I en una región con una alta densidad de cúmulos Zwicky, que, como se mencionó con anterioridad, podrían generar una importante contribución SZ.

5.7. Interpretación sobre el origen de las manchas negativas

En principio, los cuatro decrementos encontrados en el mosaico, y sobre todo el B por su gran extensión angular y el H por su intensidad, podrían ser anisotropías primarias del FCM anormalmente intensas, o bien señales SZ provocadas por cúmulos de galaxias desconocidos o por una concentración de gas difuso templado/caliente presente en el supercúmulo. Se debe tener en cuenta que un tercio de las galaxias de este supercúmulo no pertenecen a ningún cúmulo de galaxias (Small et al., 1998), con lo que se podrían generar efectos SZ en regiones donde no hay cúmulos de galaxias catalogados. Según se aprecia en las figuras 5.1 y 5.4, hay un bajo número de galaxias conocidas en la zona del decremento H, mientras que el decremento B se encuentra próximo a una gran concentración de galaxias y al cúmulo A2069. Este hecho es importante dado que las galaxias podrían trazar la distribución del gas difuso templado/caliente, tal y como se indicará en el capítulo 6. En los siguientes apartados se discutirá en detalle estos tres posibles orígenes, prestando mayor atención al decremento H, por ser el más intenso.

5.7.1. Anisotropías primarias de FCM

Para cuantificar la posible contribución del FCM primordial al flujo total de estos decrementos, se llevó a cabo un análisis basado en simulaciones de Monte Carlo. En cada simulación se añadió, en el plano de Fourier de la observación en la que se localiza cada uno de los decrementos, las tres componentes de mayor importancia en estas observaciones cuando se ignora la posible contribución de efecto SZ; por orden de importancia: FCM primordial, ruido instrumental y fuentes residuales con flujos inferiores al nivel de sustracción. El proceso seguido en cada simulación es el siguiente:

- i) Las partes real e imaginaria de los modos de Fourier $a_{\ell m}$ son generadas a partir de distribuciones aleatorias Gaussianas, cuya varianza es determinada a partir de los C_ℓ del espectro de

potencias generado en el apartado 4.8. En concreto, se estima el espectro de potencias en dos dimensiones utilizando la ecuación (2.23), y se tiene en cuenta que las partes real e imaginaria de los modos de Fourier $a(q)$ son variables Gaussianas aleatorias de varianza $S(q)/2$.

- ii) Se aplica una transformada de Fourier a estos modos para obtener una realización del FCM primordial en el plano real.
- iii) Se transforman las unidades de temperatura (μK) a flujo (mJy), utilizando la ecuación (2.7).
- iv) Se multiplica este mapa por la respuesta del haz primario, aproximando ésta por una Gaussiana de FWHM= 2.1° .
- v) Se aplica una transformada de Fourier inversa para pasar al plano de apertura.
- vi) Se evalúa el resultado en los puntos del plano de apertura muestreados por la observación. Para cada uno de los cuatro decrementos se utiliza la observación correspondiente al apuntado donde éste se localiza.
- vii) Se añade ruido Gaussiano en cada punto muestreado, utilizando la varianza del ruido instrumental de cada observación.
- viii) Se añade en cada punto muestreado del plano de apertura la contribución de las fuentes residuales:

$$V_{\text{fres}}(\vec{q}) = \sum_{i=1}^{N_{\text{fres}}} S_i e^{i2\pi\vec{q}\cdot\vec{r}_i} \quad , \quad (5.7)$$

donde \vec{q} es el vector de posición de cada punto de visibilidad, y S_i y \vec{r}_i el flujo aparente (corregido por el efecto del haz primario) y el vector de posición en el plano real de la fuente i -ésima. Para obtener los flujos simulados S_i , se utiliza el modelo dado por la ecuación (5.2) y se estima el número de fuentes en cada intervalo de 1 mJy entre 0 y 50 mJy. En concreto, para evitar añadir siempre el mismo número de fuentes en cada intervalo y que sistemáticamente no haya fuentes en los intervalos de mayor flujo, se define la función de probabilidad $P(S_j) = n(S_j)/N_{\text{fres}}$, que da la probabilidad de encontrar una fuente en el intervalo j -ésimo, siendo $N_{\text{fres}} = 894$ el número total de fuentes predicho por el modelo anterior por debajo de 50 mJy y en una región de 2° de cada apuntado. Se simulan entonces flujos entre 0 y 50 mJy, y probabilidades (P_{sim}) entre 0 y el valor máximo de $P(S)$, y se van seleccionando todas aquellas fuentes con flujos simulados S_i y con probabilidades simuladas menores que la probabilidad dada por el modelo ($P_{\text{sim}} \leq P(S_i)$), hasta completar un número total de fuentes igual a N_{fres} . Las posiciones de las fuentes en el plano real \vec{r} son simuladas de manera aleatoria y uniformemente distribuidas dentro de una una región circular de 2.1° de radio.

- ix) Una vez sumadas las tres componentes de manera independiente en cada punto del plano $u-v$, $V = V_{\text{FCM}} + V_n + V_{\text{fres}}$, se obtiene el mapa (sucio) en el plano real mediante una transformada de Fourier. Para ello se utiliza el programa VSAMAP, que es el mismo que se ha utilizado para determinar los flujos de cada decremento indicados en la tabla 5.4.

En la línea superior de la figura 5.9 se esquematiza este proceso, utilizando el muestreo de la observación CrB-H y añadiendo sólo FCM primordial. De izquierda a derecha los diferentes mapas corresponden respectivamente a los resultados de los pasos iii), iv), vi) e ix) del esquema anterior. Con el fin de tener una comparación de las contribuciones de las tres componentes por separado, en la línea inferior de la figura 5.9 se representan los mapas en el plano real resultantes de considerar cada componente de manera independiente, así como el mapa resultante cuando éstas se suman conjuntamente en el plano de Fourier. Se aprecia que el FCM primordial es la componente más importante, seguido del ruido instrumental, mientras que las fuentes residuales son la componente con menor incidencia en el flujo total de los mapas simulados. Téngase en cuenta que aunque se ha mostrado la contribución de cada componente por separado en el mapa real, la suma de todas ellas se efectúa en el plano de apertura.

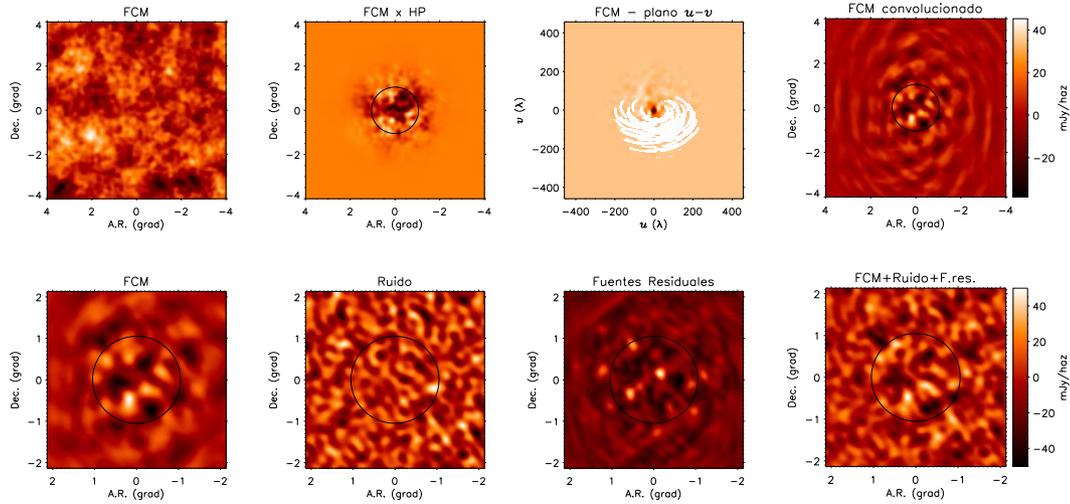


Figura 5.9: Línea superior: ejemplo de una simulación del FCM primordial. De izquierda a derecha: i) realización de una porción de cielo a partir del espectro de potencias considerado; ii) la misma realización multiplicada por el haz primario de la observación, cuya FWHM ($= 2.1^\circ$) se indica mediante la circunferencia; iii) transformada de Fourier inversa del mapa anterior y, sobrepuesto, el muestreo del plano de apertura de la observación CrB-H; iv) mapa convolucionado con el haz sintetizado de la observación CrB-H, obtenido mediante la transformada de Fourier de las visibilidades evaluadas en los puntos del plano $u-v$ muestreados por esta observación, representados en el panel anterior. Línea inferior: mapas en el plano real correspondientes a cada una de las componentes que intervienen en las simulaciones (FCM primordial, ruido instrumental y fuentes residuales) y mapa total resultante. El rango dinámico de las cuatro imágenes se encuentra normalizado al del mapa total.

Se han llevado a cabo 5000 simulaciones de este tipo, una cantidad suficiente para obtener una buena estadística que nos permita estimar la posible contribución de estas tres componentes a los decrementos observados. A partir de las desviaciones estándares de los píxeles situados dentro de la FWHM de 2.1° del haz primario en las 5000 simulaciones se determina el nivel de confusión introducido conjuntamente por la suma en cuadratura del FCM primordial, ruido térmico y fuentes primordiales:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{FCM}}^2 + \sigma_n^2 + \sigma_{\text{fres}}^2} . \quad (5.8)$$

Se ha estimado de manera independiente que la contribución por separado de cada componente es respectivamente: $\sigma_{\text{FCM}} \approx 19$ mJy/haz, $\sigma_n \approx 15$ mJy/haz y $\sigma_{\text{fres}} \approx 6$ mJy/haz. Nótese que este último valor es ligeramente menor que el nivel de confusión debido a fuentes residuales obtenido en el apartado 5.4 (7.3 mJy/haz), como consecuencia de la disminución de flujo que provoca el haz primario sobre las fuentes separadas del centro de apuntado. A partir del valor de la sigma total obtenido en cada caso determinamos que los decrementos B, H, I y J son respectivamente desviaciones de 2.96σ , 4.63σ , 3.42σ y 3.30σ .

Se ha llevado a cabo un análisis similar al realizado por Rubiño-Martín & Sunyaev (2003), de manera que en cada simulación se ha contabilizado el número de píxeles en cada intervalo de flujo. En la figura 5.10 se representa en escala logarítmica el número de píxeles en cada intervalo de 2.5 mJy/haz, tanto en las simulaciones (promediando sobre las 5000 simulaciones) como en los mapas reales de las observaciones en las que se localiza cada uno de los decrementos. También se indican las barras de error a 1σ (combinando FCM primordial, ruido instrumental y fuentes residuales), calculadas a partir de las desviaciones estándares en las 5000 simulaciones del número de píxeles en cada intervalo. Estos diagramas muestran que, mientras que en los casos de los decrementos B y J los datos reales se encuentran prácticamente dentro de la región de incertidumbre a 1σ de las

simulaciones para todo el rango de flujos, en los decrementos H e I hay un claro exceso de flujo negativo en los datos de los mapas reales respecto a las simulaciones. En el decremento I este exceso es significativo por debajo de ≈ -70 mJy/haz, y alcanza un nivel de 3.5σ a ≈ -80 mJy/haz. En el decremento H el exceso es incluso más claro, y es significativo por debajo de ≈ -40 mJy/haz, alcanzando un nivel de 10.9σ sobre ≈ -100 mJy/haz. Nótese que este diagrama revela también un exceso de flujo positivo en los datos reales respecto a las simulaciones, significativo por encima de ≈ 50 mJy/haz, y que alcanza un nivel de 6.6σ a ≈ 80 mJy/haz. Esto es debido a la presencia de la mancha positiva situada entre los decrementos B y H, cuyo origen se discutió en el apartado 5.5, y se concluyó que es parcialmente causada por la presencia del decremento H, a través de los lóbulos laterales del haz sintetizado (nótese que este análisis es llevado a cabo sobre los mapas sucios resultantes de las simulaciones, esto es, sobre mapas en los que no se ha llevado a cabo la deconvolución del haz sintetizado a través del proceso de limpiado).

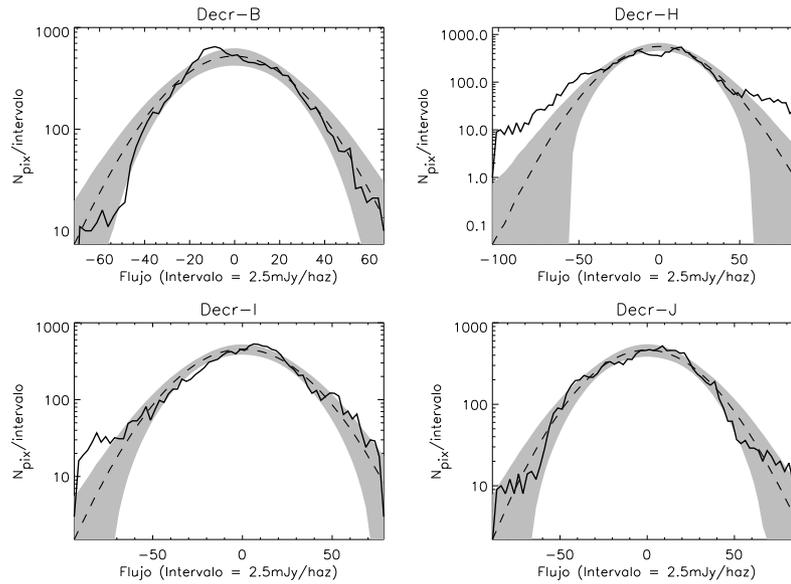


Figura 5.10: Para cada uno de los cuatro decrementos, se muestra un histograma comparando la distribución de flujo dentro de la FWHM de 2.1° del haz primario en las 5000 simulaciones (línea discontinua) y en los mapas reales de los apuntados en los que se localizan los decrementos (línea continua). La zona sombreada representa la barra de error a 1σ de las simulaciones.

En la última columna de la tabla 5.4 se muestra el porcentaje de simulaciones sobre las 5000 en las que el mínimo de los datos dentro de la FWHM del haz primario se encuentra por debajo del valor mínimo de cada uno de los decrementos en los mapas reales. De acuerdo con estos resultados, las probabilidades de que los decrementos B, H, I y J sean debidos a FCM primordial, añadiendo las contribuciones adicionales del ruido térmico y de las fuentes residuales, son respectivamente 37.82, 0.38, 16.36 y 18.68%. Nótese que aquí sólo se está considerando la intensidad de los decrementos, ignorándose su tamaño angular. Evidentemente, la probabilidad de encontrar un solo píxel con un valor de intensidad muy bajo es mayor que la probabilidad de encontrar muchos píxeles, correspondientes a una mancha extendida, con valores bajos de intensidad. Para tomar esto en consideración, se ha realizado el mismo análisis, pero aplicando un suavizado Gaussiano (tomando en cada caso una FWHM aproximadamente proporcional al tamaño angular de cada decremento) tanto a las simulaciones como a los datos reales y, salvo en el decremento I, las probabilidades obtenidas son mayores. Esto significa que la baja probabilidad del decremento I es debida a su extensión angular en mayor medida que a su intensidad, mientras que en el resto de decrementos, y de manera particular

en el H, las bajas probabilidades son provocadas fundamentalmente por sus intensidades.

Tabla 5.4: Coordenadas, flujos y temperaturas de brillo de los cuatro decrementos más intensos del mosaico. Se indican la barra de error asociada a ruido térmico (σ_n), y entre paréntesis la resultante de la cuadratura del FCM primordial, el ruido térmico, y las fuentes residuales $[(\sigma_{\text{FCM}}^2 + \sigma_n^2 + \sigma_{\text{res}}^2)^{1/2}]$. La última columna muestra el porcentaje, sobre las 5000 simulaciones, que presenta mínimos por debajo del flujo de cada decremento (entre paréntesis se muestran también los porcentajes cuando se aplica un filtrado Gaussiano a los datos; véanse los detalles de este análisis en el apartado 5.7.1).

	A.R. (J2000)	Dec. (J2000)	ΔS (mJy/haz)	ΔT_{RJ} (μK)	% $< \Delta S$
Decremento B	15 25 21.60	29 32 40.7	-70 ± 12 (± 24)	-157 ± 27 (± 53)	37.82 (54.16)
Decremento H	15 22 11.47	28 54 06.2	-103 ± 11 (± 22)	-230 ± 24 (± 50)	0.38 (0.72)
Decremento I	15 27 32.55	30 49 02.7	-93 ± 20 (± 27)	-209 ± 44 (± 61)	16.36 (6.40)
Decremento J	12 32 28.03	29 22 41.7	-88 ± 17 (± 27)	-198 ± 39 (± 60)	18.68 (22.34)

De estos resultados se concluye que las anisotropías primarias del FCM, sin la ayuda de otras contribuciones adicionales que no sean el ruido instrumental y las radiofuentes residuales, difícilmente pueden originar el decremento H. En el caso del decremento I la probabilidad es algo superior, mientras que las probabilidades obtenidas en los decrementos B y J convierten al FCM primordial en una explicación plausible. Por lo tanto, el decremento H es el más interesante desde el punto de vista de la búsqueda de efecto SZ extendido, y en adelante centraremos el estudio en él.

Veamos que el decremento H es una fluctuación en la temperatura del FCM estadísticamente significativa. Para ello calculamos el espectro de potencias del mosaico de CrB, siguiendo un proceso similar al utilizado en el capítulo 3. En la figura 5.11 se muestra este espectro de potencias, en comparación con el derivado de las últimas observaciones publicadas de VSA de campos de FCM primordial (presentado anteriormente en el capítulo 3). Se observa una clara desviación de 2.4σ respecto al comportamiento del FCM primordial en multipolos del orden $\ell \approx 550$: la potencia asociada al intervalo centrado en $\ell \approx 570$ en el mosaico de CrB es $4578_{-948}^{+1180} \mu\text{K}^2$, mientras que la potencia en $\ell \approx 537$ correspondiente al FCM primordial es $2212_{-274}^{+356} \mu\text{K}^2$ (consúltese la tabla 3.4). Esta discrepancia es debida a la presencia de los decrementos negativos, ya que estos multipolos corresponden aproximadamente a los tamaños angulares de estos decrementos. De hecho, se ha calculado el espectro de potencias utilizando sólo datos del apuntado CrB-H y en este caso la potencia en $\ell \approx 570$ aumenta hasta $9244_{-2341}^{+3074} \mu\text{K}^2$, lo que supone una desviación de 3.0σ respecto al FCM primordial. Además, se ha calculado el espectro de potencias enmascarando los decrementos negativos y en este caso se observa que el resultado es compatible con FCM primordial en todas las escalas angulares.

5.7.2. Efecto SZ provocado por cúmulos de galaxias

En la región del decremento H, que es el más profundo y el de menor probabilidad de ser provocado por FCM primordial, no hay cúmulos de galaxias conocidos. Se ha seguido un formalismo equivalente al utilizado por Holder et al. (2000) (véanse también otros estudios similares: Kneissl et al. (2001); Rubiño-Martín (2002); Diego et al. (2002); Battye & Weller (2003)) para estimar la probabilidad de encontrar un cúmulo en esa región, con las características necesarias para producir un efecto SZ como el decremento observado. Esencialmente se trata de calcular la masa mínima que debe tener el hipotético cúmulo para generar este decremento y, utilizando una función de masas apropiada, contabilizar el número de cúmulos en la región observada con masas superiores.

El flujo SZ total producido por un cúmulo es $S_{\text{SZ}}^{\text{tot}} = \int_c \Delta I_{\text{tSZ}} d\Omega$, donde ΔI_{tSZ} viene dado por la ecuación (4.2) y, considerando que el haz sintetizado de VSA es capaz de resolver sólo algunos cúmulos cercanos, la integral se extiende sobre el ángulo sólido subtendido por el cúmulo. Suponiendo

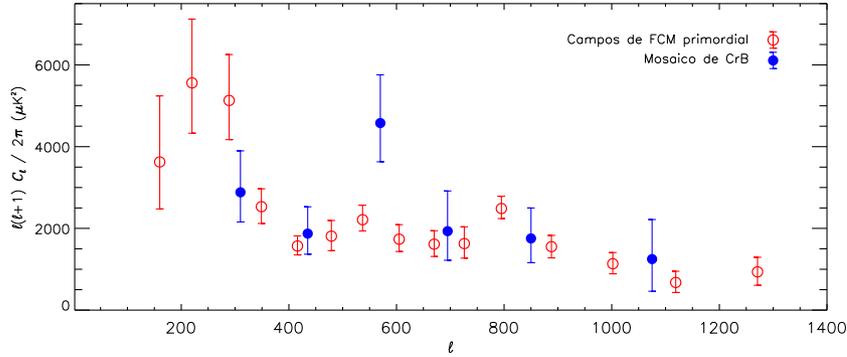


Figura 5.11: Espectro de potencias calculado a partir del mosaico de Corona Borealis, en comparación con el obtenido a partir de las últimas observaciones publicadas de VSA de campos de FCM primordial (Dickinson et al. (2004); véase también el capítulo 3 de esta tesis).

isotermalidad e integrando se obtiene:

$$S_{SZ}^{\text{tot}} = \frac{2k_B^4 T_{\text{FCM}}^3 \sigma_T}{h^2 c^4 m_e} g(x) \frac{T_e M f_{\text{gas}}}{D_A^2(z) \mu_e m_p}. \quad (5.9)$$

De esta expresión se puede deducir la masa mínima ($M_{\text{min}} < M$) que ha de poseer un cúmulo para producir un efecto SZ por encima de un determinado umbral ($S_{\text{lim}} < S$). Considerando las relaciones de escala expuestas en el apartado 5.6 para relacionar la temperatura con la masa se llega a:

$$M_{\text{min}} = \left[S_{\text{lim}} \frac{h^2 m_e c^4}{2k_B^4 T_{\text{FCM}}^3 \sigma_T g(x)} \frac{M_0^\alpha \mu_e m_p}{T_{e0} f_{\text{gas}}} \frac{D_A^2(z)}{1+z} \right]^{1/(1+\alpha)}. \quad (5.10)$$

Utilizando para la fracción de gas un valor igual al obtenido en el capítulo 4 a partir de las observaciones de SZ en la muestra de cúmulos ($f_{\text{gas}} = 0.074 h^{-1}$), para M_0 , T_{e0} y α los valores indicados en el apartado 5.6, y para el resto de términos y parámetros físicos los valores especificados en el capítulo 4, se obtienen las curvas mostradas en el panel izquierdo de la figura 5.12. Se ha considerado como flujo límite el valor mínimo del decremento H, y el nivel de incertidumbre resultante de sumar en cuadratura las desviaciones estándares del FCM primordial, ruido instrumental y fuentes residuales. Para determinar la distancia angular en función del desplazamiento al rojo se ha utilizado un modelo cosmológico Λ CDM con los mismos parámetros que en el apartado 5.6.

A partir de la masa mínima observable, se puede calcular el número de cúmulos detectables en la región de observación a través de la integración de la ecuación:

$$\frac{dN(M > M_{\text{min}})}{dz} = c \int d\Omega \int_{M_{\text{min}}(z)}^{\infty} dM \frac{dn(M, z)}{dM} \frac{D_A^2(z)(1+z)^2}{H(z)}, \quad (5.11)$$

donde $n(M, z)$ representa la densidad comóvil de objetos colapsados con masas comprendidas entre M y $M + dM$ y desplazamiento al rojo z , $H(z) = H_0 E(z) = H_0 (\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_K (1+z)^2 + \Omega_\Lambda)^{1/2}$ es la constante de Hubble en función del desplazamiento al rojo, y la primera integral se extiende sobre el ángulo sólido subtendido por la región de observación (se ha estimado que el área total encerrada en las FWHM de los once apuntados, eliminando solapamientos, es $\Omega_{\text{obs}} = 23.7 \text{ grad}^2$). Para determinar la densidad comóvil de objetos colapsados la función de masas más ampliamente utilizada es la de Press & Schechter (1974) (PS),

$$\frac{dn(M, z)}{dM} = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\bar{\rho}(z)}{M} \frac{d\sigma(M, z)}{dM} \frac{\delta_c}{\sigma^2(M, z)} \exp \left[\frac{-\delta_c^2}{2\sigma^2(M, z)} \right]. \quad (5.12)$$

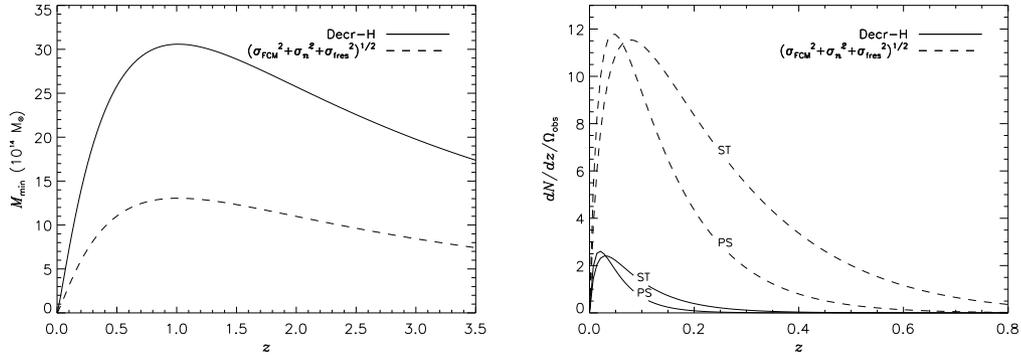


Figura 5.12: Izquierda: masa mínima acumulada detectable por VSA a través de efecto SZ en función del desplazamiento al rojo, utilizando como flujo límite de detección el nivel de incertidumbre de los mapas (determinado a partir de la cuadratura de las desviaciones estándares del FCM primordial, ruido térmico y fuentes residuales: $\sigma = (\sigma_{\text{FCM}}^2 + \sigma_n^2 + \sigma_{\text{res}}^2)^{1/2} \approx 25$ mJy/haz; línea discontinua), y el valor de flujo mínimo del decremento H (103 mJy/haz en valor absoluto; línea continua). Derecha: número de cúmulos por unidad de desplazamiento al rojo, en función del desplazamiento al rojo, distribuidos en un área igual a la de la región observada ($\Omega_{\text{obs}} = 23.7 \text{ grad}^2$) y con masas superiores a la masa mínima detectable, obtenido utilizando las funciones de masas PS y ST.

Aunque el formalismo teórico que conduce a esta ecuación es cualitativamente correcto, sus resultados discrepan en ciertos detalles con los de las simulaciones de N-cuerpos. Éstas indican por ejemplo que esta función de masas subestima la densidad de cúmulos de alta masa (véase por ejemplo Jenkins et al. (2001) y sus referencias). Sheth & Tormen (1999) (ST) proporcionan una nueva función de masas, que se diferencia de la PS sólo en tres parámetros, pero que reproduce con mayor precisión los resultados de las simulaciones:

$$\frac{dn(M, z)}{dM} = -A \sqrt{\frac{2a}{\pi}} \frac{\bar{\rho}(z)}{M} \frac{d\sigma(M, z)}{dM} \frac{\delta_c}{\sigma^2(M, z)} \times \left[1 + \left(\frac{\sigma^2(M, z)}{a\delta_c^2} \right)^p \right] \exp \left[\frac{-a\delta_c^2}{2\sigma^2(M, z)} \right], \quad (5.13)$$

con $A = 0.322$, $a = 0.707$ y $p = 0.3$. En estas dos ecuaciones, $\bar{\rho}$ es la densidad media comóvil de fondo, cuya dependencia con el desplazamiento al rojo viene dada en función de la densidad crítica por $\bar{\rho}(z) = \rho_c \Omega_M (1+z)^3$, y δ_c es la sobredensidad crítica asociada al colapso esférico, para la que tomamos un valor constante $\delta_c = 1.686$ (véase por ejemplo Navarro et al. (1997)). Teniendo en cuenta la relación $r = \left(\frac{3M}{4\pi\bar{\rho}(0)} \right)^{1/3}$, el término $\sigma(M, z)$, que representa la varianza de fluctuaciones del campo de densidad lineal en escalas de masa M , es (Viana & Liddle, 1999):

$$\sigma(r, z) = \sigma_8(z) \left[\frac{r}{8h^{-1}\text{Mpc}} \right]^{-\gamma(r)}, \quad (5.14)$$

donde

$$\gamma(r) = (0.3\Gamma + 0.2) \left(2.92 + \log \left[\frac{r}{8h^{-1}\text{Mpc}} \right] \right), \quad (5.15)$$

con un valor para el parámetro de forma $\Gamma = 0.23$. La varianza de fluctuaciones en esferas de radio $8h^{-1}\text{Mpc}$ la expresamos en función del valor actual $\sigma_8(0) = 0.84$ (Bennett et al., 2003a) a través de la ecuación

$$\sigma_8(z) = \frac{\sigma_8(0)}{1+z} \frac{g(\Omega_M(z), \Omega_\Lambda(z))}{g(\Omega_M(0), \Omega_\Lambda(0))}, \quad (5.16)$$

siendo $\Omega_M(z) = \Omega_M (1+z)^3 / E^2(z)$ y $\Omega_\Lambda(z) = \Omega_\Lambda / E^2(z)$, y tomando para el factor de crecimiento

lineal la expresión de Carroll, Press & Turner (1992):

$$g(\Omega_M, \Omega_\Lambda) \approx \frac{5}{2} \Omega_M \left[\Omega_M^{4/7} - \Omega_\Lambda + \left(1 + \frac{1}{2} \Omega_M\right) \left(1 + \frac{1}{70} \Omega_\Lambda\right) \right]^{-1}. \quad (5.17)$$

Tabla 5.5: Se muestran la máxima masa límite detectable, sus desplazamientos al rojo, el número de cúmulos detectables en la región observada, y sus desplazamientos al rojo más probables. Se consideran respectivamente como umbrales de detección de SZ el nivel de confusión conjunto del FCM primordial, el ruido térmico y las fuentes residuales, y por otro lado el flujo mínimo del decremento H. Se han usado de forma independiente las funciones de masas PS y ST.

Flujo límite	Máxima M_{\min} ($10^{14} M_\odot$)	z donde M_{\min} es máxima	Número total de cúmulos		z donde dN/dz es máximo	
			PS	ST	PS	ST
$ \Delta S_{\text{Decr-H}} = 103 \text{ mJy/haz}$	30.58	1.01	0.2	0.3	0.021	0.028
$\sigma = (\sigma_{\text{FCM}}^2 + \sigma_n^2 + \sigma_{\text{fres}}^2)^{1/2} \approx 25 \text{ mJy/haz}$	13.05	1.01	2.2	3.7	0.049	0.077

En el panel derecho de la figura 5.12 se representa el número de cúmulos por unidad de desplazamiento al rojo con masas superiores a las indicadas en el panel de la izquierda, para las dos funciones de masas consideradas. Para cada nivel de ruido, la integración de estas curvas determina el número total de cúmulos detectables en la región de observación. Los resultados se indican en la tabla 5.5. El número total de cúmulos capaces de producir efectos SZ por encima del nivel de confusión introducido por el FCM primordial, el ruido instrumental y las fuentes residuales ($\approx 25 \text{ mJy/haz}$) es dos y cuatro, respectivamente para las funciones de masas PS y ST. Sus desplazamientos al rojo más probables (donde las curvas anteriores alcanzan sus máximos) son respectivamente 0.049 y 0.077, es decir, próximos al desplazamiento al rojo del SC-CrB. Nótese que en los mapas han sido detectados cuatro cúmulos por encima de este nivel de confusión, tres de ellos pertenecientes al SC-CrB (consúltese la tabla 5.1). El número de cúmulos capaces de producir un efecto SZ al menos tan intenso como el decremento H (-103 mJy/haz) es 0.2 y 0.3, respectivamente para las funciones PS y ST. Por lo tanto, la probabilidad de que el decremento H sea producido por un cúmulo no identificado es muy baja dado que: i) la abundancia de cúmulos lo suficientemente masivos para producir un efecto SZ tan intenso es extremadamente baja; ii) en caso de tratarse de una estructura colapsada tan masiva, su emisión de rayos-X la habría hecho fácilmente detectable. También se debe tener en cuenta que el decremento H es resuelto por el haz de VSA, y su gran extensión angular indica que en caso de ser provocado por el efecto SZ de un cúmulo, éste debería ser muy cercano (véase por ejemplo en la figura 4.8 que la extensión angular del efecto SZ en Coma es comparable a la de este decremento). Si se considera sin embargo que el decremento H posee una posible contribución de FCM, entonces esta probabilidad aumenta. También se debe tener en cuenta que la estadística que se ha aplicado es válida para una región aleatoria de cielo, y como estamos observando una zona que presenta sobredensidades de materia y una alta concentración de cúmulos de galaxias, las probabilidades obtenidas deben ser en realidad mayores. Para obtener un resultado más preciso se debería recurrir a simulaciones de N-cuerpos, pero el estudio que se ha desarrollado aquí es suficiente para concluir que la probabilidad de un efecto SZ producido por un cúmulo desconocido es baja.

5.7.3. Efecto SZ debido a MITC

Si el decremento H fuera debido a efecto SZ provocado por una estructura de gas difuso intergaláctico templado/caliente, es probable que tuviera asociada una emisión de rayos-X de baja energía. Se ha analizado el mapa de ROSAT-XRT/PSPC *All-Sky Survey* (Snowden et al., 1997) en busca de esta posible señal difusa. El mapa de la banda R6 (0.73–1.56 keV), ilustrado en la

figura 5.13, no muestra evidencias de un exceso de emisión en la zona del decremento H. La señal en esta región está a un nivel de $\sim 80 - 140 \times 10^{-6} \text{ cnt s}^{-1} \text{ minarc}^{-2}$, similar al nivel de fondo del mapa. Por otro lado, se ha llevado a cabo una correlación entre este mapa de ROSAT y el mosaico de VSA, aplicando para ello el método estadístico de comparación píxel a píxel utilizado en el capítulo 6 de esta tesis (véase la descripción de este método en el apartado 6.2). En este caso concreto se trata de cuantificar la amplitud de la componente SZ en el mapa de VSA, suponiendo que ésta está trazada por la señal del mapa de ROSAT. Si el decremento H fuera debido al efecto SZ asociado a una estructura gaseosa, y ésta generase una emisión observable de rayos-X, este método detectaría una anticorrelación entre los dos mapas. Sin embargo, el resultado obtenido, $\alpha = -0.28 \pm 0.74 \mu\text{K}/(\text{cnt s}^{-1} \text{ minarc}^{-2})$, indica que la anticorrelación no es significativa. Adicionalmente, y para evitar los efectos de los lóbulos laterales del haz sintetizado en el mapa sucio de VSA, se ha realizado el mismo análisis en el plano de apertura. Para ello se ha evaluado la transformada de Fourier inversa del mapa de ROSAT en los puntos del plano $u-v$ de la observación CrB-H, de manera análoga a como se hizo en el apartado 5.5.1 con los mapas de WMAP. El resultado obtenido tampoco revela una anticorrelación significativa: $\alpha = -0.21 \pm 0.57 \mu\text{K}/(\text{cnt s}^{-1} \text{ minarc}^{-2})$. En este caso la barra de error indicada se ha estimado a través de la dispersión de los valores de α calculados cuando se rota un mapa respecto a otro, previamente a la aplicación de la transformada de Fourier.

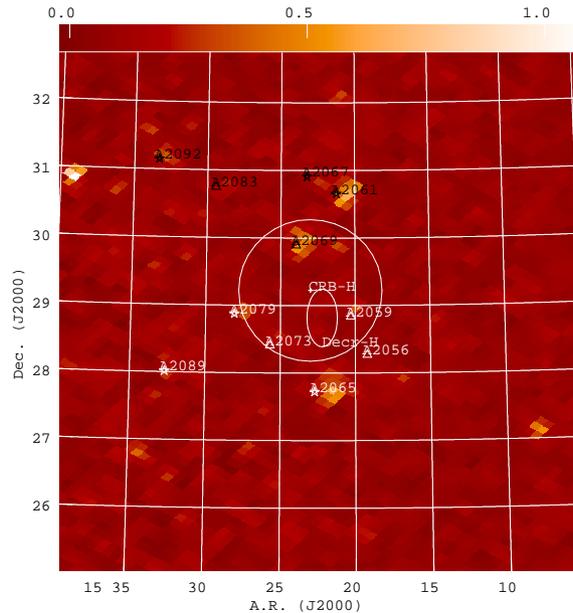


Figura 5.13: Mapa de la banda R6 de ROSAT (0.73–1.56 keV) centrado en el apuntado CrB-H. Se indican los cúmulos Abell de la región, resaltando los pertenecientes al SC-CrB con una estrella. El rango dinámico se representa en la barra superior en unidades de $10^{-3} \text{ cnt s}^{-1} \text{ minarc}^{-2}$. La circunferencia corresponde a la FWHM del haz primario del apuntado CrB-H, mientras que la elipse indica la posición del decremento H.

La ausencia de detección de emisión de rayos-X en este mapa, en combinación con el decremento de temperatura observado en el mapa de VSA, nos permite definir el orden de magnitud de ciertos parámetros físicos característicos de la estructura gaseosa. A partir de la distancia a la que se encuentra el supercúmulo ($\approx 270 \text{ Mpc}$, determinada a través del promedio de los desplazamientos al rojo de los cúmulos miembros del supercúmulo, $\langle z \rangle = 0.072$, y utilizando el mismo modelo cosmológico que en los apartados anteriores de este capítulo) se estima un tamaño transversal del decremento H de $\approx 3 \text{ Mpc}$. Para las temperaturas típicas del MITC, $T_e \sim 0.01 - 1 \text{ keV}$, una

distribución esférica y homogénea de gas de este tamaño, para producir un decremento SZ de $-230 \mu\text{K}$ necesitaría tener una densidad electrónica n_e tan alta que debería producir una emisión de rayos-X detectable en el mapa de ROSAT. Si se considerase una estructura más lejana, entonces el tamaño físico derivado de la extensión angular del decremento sería mayor, y sería posible una menor densidad para producir un efecto SZ igualmente intenso. Al mismo tiempo, el flujo de rayos-X sería menor, debido a la mayor distancia y a la menor densidad. En un caso similar, Jones et al. (1997) encuentran un intenso decremento SZ en la dirección de un cuásar sin emisión de rayos-X, que atribuyen a un cúmulo lejano ($z \gtrsim 1$). A través de observaciones de rayos-X más sensibles en la dirección de este decremento, Kneissl et al. (1997) determinan límites más precisos sobre la emisión de rayos-X, y alternativamente proponen la existencia de una estructura más cercana, con una forma elongada a lo largo de la línea de visión. En nuestro caso, una estructura filamentosa con una elongación sobre la línea de visión suficiente para generar mediante efecto SZ ($\Delta T_{\text{tSZ}} \propto \int n_e T_e dl$) el decremento total observado, y con una densidad electrónica lo suficientemente baja para no producir una emisión de rayos-X ($S_X \propto \int n_e^2 T_e^{1/2} dl$) detectable en el mapa de ROSAT-R6, resulta también la hipótesis más plausible en caso de tratarse de una concentración de gas localizada en el SC-CrB. El mínimo decremento SZ que provocaría esta hipotética estructura filamentosa, con una longitud L a lo largo de la línea de visión, densidad electrónica central n_e y temperatura electrónica T_e , a la frecuencia VSA, viene dado por

$$\Delta T_0^{\text{fil}} f = -213 \mu\text{K} \left[\frac{L}{10\text{Mpc}} \right] \left[\frac{n_e}{10^{-3}\text{cm}^{-3}} \right] \left[\frac{T_e}{\text{keV}} \right] . \quad (5.18)$$

Se ha supuesto isothermalidad y que la densidad electrónica es constante a lo largo de la línea de visión. $\Delta T_0^{\text{fil}} = -230 \mu\text{K}$ es el valor mínimo del decremento H, y considerando que podría haber una contribución debida a FCM primordial, se ha introducido el término f que representa la fracción del decremento observado que es provocada por efecto SZ. Si se considera que la profundidad de esta estructura debe ser inferior a la separación máxima entre los cúmulos miembros del supercúmulo ($\approx 43 \text{ Mpc}$), a partir de la ecuación (5.18) se obtiene la siguiente desigualdad para su sobredensidad bariónica $\delta\rho_B/\langle\rho_B\rangle = (\rho_B - \langle\rho_B\rangle)/\langle\rho_B\rangle$ respecto a la densidad bariónica promedio del Universo ($\langle\rho_B\rangle = \rho_c\Omega_B$):

$$\frac{\delta\rho_B}{\langle\rho_B\rangle} > 1101 f \left[\frac{T_e}{\text{keV}} \right]^{-1} - 1 . \quad (5.19)$$

El valor mínimo de la sobredensidad bariónica derivado de esta ecuación se representa en función de la temperatura electrónica mediante la línea discontinua de la figura 5.14, para diversos valores de f .

Consideramos por otro lado que la emisión *bremsstrahlung* debe ser lo suficientemente baja para no ser detectable en el mapa de ROSAT. Obtenemos entonces una relación entre L y T_e a partir de la ecuación (5.18) e integramos la ecuación (4.10). Como umbral superior para la emisión de rayos-X en la región del decremento H suponemos un valor de $10^{-4} \text{ cnt s}^{-1}\text{minarc}^{-2}$ (véase la figura 5.13), similar al nivel de fondo del mapa, y reescalamos este valor con la señal en la región de Coma en el mismo mapa ($64 \times 10^{-4} \text{ cnt s}^{-1}\text{minarc}^{-2}$). Para ello modelamos la densidad de materia en Coma con un perfil β (ecuación 4.11), y utilizamos los parámetros derivados en el capítulo 4 (tablas 4.4, 4.7 y 4.8). Se obtiene finalmente la siguiente desigualdad:

$$\frac{\delta\rho_B}{\langle\rho_B\rangle} < \frac{1124}{f} \left[\frac{T_e}{\text{keV}} \right]^{1/2} - 1 . \quad (5.20)$$

La línea continua de la figura 5.14 representa el valor máximo de la sobredensidad bariónica derivado de esta ecuación.

Las zonas sombreadas en la figura 5.14 indican las posibles combinaciones de sobredensidades bariónicas y temperaturas compatibles con las restricciones consideradas, de las que se derivan las

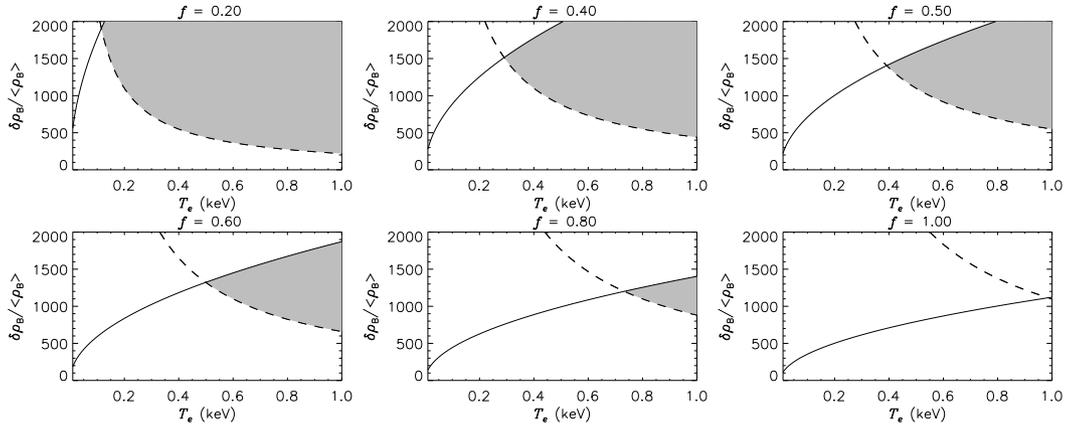


Figura 5.14: Se ilustran la sobredensidad (expresada en términos de densidad bariónica sobre la densidad bariónica promedio del Universo) y la temperatura electrónica en el centro de una hipotética concentración de gas que genere el decremento H . Se considera que la emisión de rayos-X de esta estructura debe ser inferior a la detectada en el mapa ROSAT-R6 (línea continua), y que su longitud a lo largo de la línea de visión debe ser menor que ≈ 43 Mpc (línea discontinua). Las regiones sombreadas indican las posibles combinaciones en el espacio de parámetros. El factor f representa la fracción del decremento que es producido por efecto SZ.

ecuaciones (5.19) y (5.20) respectivamente. Se ha representado el rango de temperaturas características del MITC. Estos resultados determinan que no hay una combinación razonable de estos dos parámetros que provoque un decremento de temperatura como el observado ($f = 1$). Sólo valores $f \lesssim 0.7$ son capaces de explicar el decremento. Por ejemplo, un filamento con una temperatura $T_e \approx 0.7$ keV, profundidad $L \approx 43$ Mpc y una sobredensidad bariónica $\delta\rho_B/\langle\rho_B\rangle \approx 800$ produciría un señal de rayos-X de $\approx 0.45 \times 10^{-4}$ cnt s $^{-1}$ minarc $^{-2}$, un factor dos por debajo del nivel de ruido del mapa de ROSAT, y una señal SZ mínima de ≈ -120 μ K, aproximadamente igual a la mitad del decremento observado ($f = 0.5$). Por lo tanto, aunque en el rango de temperaturas y densidades típicas del MITC no se puede explicar el flujo total observado, sí es posible la existencia de una estructura en el supercúmulo que, sin originar una emisión detectable de rayos-X, produzca hasta un $\sim 80\%$ del decremento observado a través de efecto SZ.

Aunque la sobredensidad bariónica derivada está de acuerdo en orden de magnitud con las sobredensidades típicas del MITC, es ligeramente elevada en función de los resultados de las simulaciones hidrodinámicas de formación de estructura (Cen & Ostriker, 1999; Davé et al., 2001). Estas simulaciones indican que las sobredensidades bariónicas típicas de los filamentos de gas difuso templado/caliente varían desde $\sim 10^2$, en las regiones centrales, hasta ~ 10 . En las intersecciones de filamentos las sobredensidades son de $\sim 10^3 - 10^4$, y corresponden a regiones de formación de galaxias. Como se comentó en el apartado 5.1.2, entre el 70 y el 80% de los bariones en forma de MITC tienen sobredensidades en el rango $5 < \delta\rho_B/\langle\rho_B\rangle < 200$. No obstante, hay una fracción todavía apreciable con sobredensidades de 10^3 e incluso de 10^4 (véase la figura 4 de Davé et al. (2001)). Por ello, los valores de $\sim 10^3$ que hemos deducido, aunque no son los más probables, son compatibles con los resultados de las simulaciones. Además se debe tener en cuenta que los supercúmulos de galaxias son estructuras muy atípicas, y pueden tener características físicas que las simulaciones no reproduzcan con precisión. Valores algo superiores corresponden a las sobredensidades típicas de los cúmulos de galaxias. El valor que hemos estimado corresponde a la sobredensidad en el centro del filamento, y ésta debe decaer sensiblemente hacia los bordes. De hecho, una sobredensidad bariónica de 10^3 implica una densidad electrónica de $\sim 10^{-4}$ cm $^{-3}$, es decir, dos órdenes de magnitud inferior a la densidad electrónica en el centro de los cúmulos más ricos (véase los valores de la tabla 4.8). Si en lugar de la sobredensidad $\delta\rho_B/\langle\rho_B\rangle \sim 800$, calculada para el centro del filamento, se supone en promedio $\delta\rho_B/\langle\rho_B\rangle \sim 400$ para toda la estructura, y una sección transversal de 3×3 Mpc 2 , junto

con una longitud a lo largo de la línea de visión de 40 Mpc, se deduce un valor $M_{\text{gas}} \sim 9 \times 10^{14} M_{\odot}$ para la masa de gas de este hipotético filamento. Este valor es comparable a la masa bariónica total contenida en los cúmulos miembros del supercúmulo, y aproximadamente igual al 10% de la masa bariónica total del supercúmulo.

A tenor de los resultados derivados de este estudio, para explicar el decremento total se necesita una combinación de FCM primordial y de un efecto SZ proveniente de una estructura filamentosa localizada en la región del supercúmulo. Otra posibilidad es la existencia de una estructura más lejana de mayor escala y menor densidad. En caso de tratarse de un cúmulo de galaxias, éste debería ser cercano dado el tamaño angular del decremento, y en este supuesto es poco probable que no produzca emisión de rayos-X detectable. Observaciones a varias frecuencias pueden proporcionar importante información para dilucidar el origen de este decremento, y nuestro grupo en colaboración con el de la Universidad de Roma *La Sapienza* ha llevado a cabo un programa de observación a 143, 214, 272 y 353 GHz con el telescopio MITO en la región del decremento H (Battistelli et al., 2006). El análisis de máxima entropía de estas observaciones ha determinado que el valor más probable para la componente SZ es $[\Delta T_{\text{SZ}}]_{\text{RJ}} = -42_{-29}^{+24} \mu\text{K}$, con un valor $\Delta T_{\text{FCM-pri}} = -128_{-18}^{+21} \mu\text{K}$ para la componente asociada a FCM primordial. Esto implica un valor $f = 0.25_{-0.18}^{+0.21}$ para la fracción del decremento total debido a efecto SZ. Por otro lado, contrariamente a lo observado en el mosaico de VSA, en el que el decremento parece ser resuelto por el haz sintetizado, en los mapas de MITO aparentemente no está resuelto por el haz ($\text{FWHM}_{\text{MITO}} = 16'$), lo cual proporciona una mayor relevancia a la hipótesis de un cúmulo lejano.

6

Búsqueda estadística de gas difuso con WMAP

Este capítulo presenta, como el precedente, un estudio destinado a la identificación de posibles señales de efecto SZ extendido, provenientes de estructuras de gran escala de gas difuso y caliente. Aquí no se hace una búsqueda localizada, sino que la estrategia consiste en tratar de obtener una detección estadística. Utilizamos para ello un método en el que se establece una comparación píxel a píxel entre los mapas de todo el cielo del satélite WMAP y una plantilla modelo construida a partir del catálogo de galaxias 2MASS. En los apartados siguientes se presenta una introducción a estudios previos similares, se describen el método estadístico y la forma de procesar estas plantillas y se presentan los resultados y su discusión. Parte de los resultados de este trabajo se recogen en Hernández-Monteagudo, Génova-Santos & Atrio-Barandela (2004).

6.1. Introducción

Además de los estudios que, como el que se presenta en el capítulo precedente, se basan en la búsqueda de evidencias del gas que forma el MITC a través de señales tSZ extendidas en regiones con elevadas densidades de materia, como las que se dan en los supercúmulos de galaxias o en los filamentos que interconectan los cúmulos de galaxias, habitualmente se recurre también a una estrategia alternativa consistente en buscar detecciones estadísticas a través del análisis de datos de FCM de todo el cielo. Se trata fundamentalmente de comparar mapas de FCM de todo el cielo con plantillas utilizadas como trazadores de la señal tSZ. Para construir estas plantillas se utilizan mayoritariamente catálogos de galaxias y de cúmulos de galaxias, pero también catálogos de radiofuentes extragalácticas y mapas de rayos-X. Si el tSZ tuviera una contribución importante en estos mapas de FCM, estas comparaciones deberían producir anticorrelaciones, dado que las regiones más positivas de las plantillas, donde la densidad de materia (proporcional, según el caso, a la densidad de galaxias, a la densidad de cúmulos de galaxias, o a la luminosidad de rayos-X) es mayor, deberían coincidir con señales negativas en los mapas de FCM¹. A continuación se describen los estudios anteriores al trabajo que se presenta en este capítulo, que han sido desarrollados fundamentalmente utilizando los datos de los satélites COBE y WMAP.

¹Todos los experimentos dedicados a hacer observaciones de gran escala del FCM operan en la región espectral de Rayleigh-Jeans, donde el tSZ produce decrementos respecto a la temperatura promedio del FCM.

6.1.1. Estudios anteriores y recientes

Los primeros estudios en este campo tuvieron como objetivo demostrar el origen primordial de las fluctuaciones del FCM observadas por el satélite COBE, en contraposición con la hipótesis defendida por Hogan (1992), según la cual estas anisotropías no tendrían un origen primordial sino que estarían mayoritariamente causadas por la Comptonización sufrida por los fotones del FCM al atravesar los supercúmulos de galaxias locales. Bennett et al. (1993) y Boughn & Jahoda (1993) aplicaron estudios estadísticos a los datos de COBE-DMR, y establecieron comparaciones con los catálogos ACO, de cúmulos, IRAS, de galaxias, y GB6, de radiofuentes, en el primer caso, y con el mapa de rayos-X del satélite HEAO 1 A2, en ambos casos. Establecieron límites superiores de la contribución no primordial, situados por debajo del nivel de ruido, y concluyeron así que ésta no domina la señal de COBE-DMR, aunque no descartaron que sí pudiera tener una componente parcial significativa. Banday et al. (1996) extendieron el primero de estos estudios utilizando los datos de cuarto año de COBE-DMR: encontraron límites superiores de 18, 8 y 11 μK respectivamente en las bandas de 31.5, 53 y 90 GHz de COBE-DMR, valores éstos despreciables frente al RMS de estos mapas ($\sim 35 \mu\text{K}$). Kneissl et al. (1997) llevaron a cabo un estudio similar, utilizando en este caso el mapa de rayos-X de ROSAT - *All-Sky Survey*, sin encontrar correlación significativa. Por otro lado, Rubiño-Martín et al. (2000) analizaron los mapas del experimento Tenerife y, correlacionándolos con catálogos de cúmulos de galaxias, derivaron límites algo más estrictos que los anteriores, concluyendo que estos mapas están dominados por señal de origen cosmológico.

En los estudios anteriores el gran tamaño de los haces de COBE (7° -FWHM) y del experimento Tenerife (5° -FWHM) dificulta la detección de señales tSZ debidas a cúmulos de galaxias. Las mayores resolución angular (0.22° -FWHM en el caso de la banda W) y sensibilidad de WMAP son más apropiadas para este tipo de estudios. Antes de la publicación de los datos de primer año, un estudio teórico llevado a cabo por Refregier et al. (2000) predijo que WMAP podría detectar directamente 10 cúmulos de galaxias a un nivel $> 5\sigma$, y que la señal combinada de los cúmulos residuales podría ser detectada significativamente mediante correlaciones con catálogos de cúmulos de galaxias, y marginalmente mediante catálogos de galaxias. Esto incentivó nuevos estudios, y el propio equipo de WMAP llevó a cabo una correlación del mapa de la banda W con el catálogo XBACs de los 242 cúmulos tipo Abell más brillantes en rayos-X, encontrando una detección a 2.5σ (Bennett et al., 2003b). Sin embargo Diego et al. (2003) comparan la diferencia de las bandas Q y W de WMAP con los mapas de ROSAT- *all sky survey* y no encuentran correlación, lo que les sirve para imponer límites sobre el modelo cosmológico. No obstante, como posible causa de la ausencia de anticorrelación apuntan al proceso de sustracción de fuentes puntuales del mapa de ROSAT, debido a que podría haber eliminado una parte significativa de cúmulos brillantes. Otros dos estudios han encontrado detecciones de tSZ, probablemente debidas a cúmulos de galaxias, aunque no extraen una conclusión clara al respecto: Fosalba et al. (2003), a 2.7σ , al correlacionar WMAP con galaxias de bajo desplazamiento al rojo de los catálogos APM y SDSS, y Afshordi et al. (2004), a $3.1 - 3.7\sigma$, al correlacionar los mapas de las tres bandas de mayor resolución de WMAP con el catálogo de galaxias 2MASS. Hernández-Monteagudo & Rubiño-Martín (2004) correlacionan la banda W y el mapa combinado de Tegmark et al. (2003)² con los catálogos ópticos de cúmulos ACO y APM, y con diversos catálogos de cúmulos de rayos-X. Encuentran detecciones entre 2 y 5σ sólo en los catálogos de cúmulos de rayos-X, que contienen una muestra menor que el catálogo óptico ACO pero de cúmulos más ricos. Para comprobar la presencia de gas difuso en escalas angulares mayores, extienden este estudio y correlacionan también los mapas de FCM anteriores con el catálogo de supercúmulos de galaxias de Einasto et al. (1997), pero no encuentran señal de anticorrelación. Más recientemente, Myers et al. (2004) han afirmado haber encontrado indicios de señal tSZ extendida, mediante la aplicación del método de la función de correlación entre la banda W de WMAP y el

²Este mapa resulta de combinar las cinco bandas de WMAP, utilizando la técnica descrita en Tegmark & Efstathiou (1996), con el fin de minimizar la contribución de los diversos tipos de contaminantes y del ruido instrumental, y resaltar así la señal del FCM.

catálogo de cúmulos ACO, así como con los cúmulos identificados en los catálogos de galaxias APM y 2MASS. Estos autores encuentran que alrededor de los cúmulos ACO la señal se extiende hasta 1° , lo que sería indicativo de existencia de gas caliente hasta más allá de la estructura virializada, lo cual implicaría a su vez un valor de la densidad bariónica ligeramente superior al estimado por WMAP (Bennett et al., 2003a).

6.2. Descripción general del método estadístico

El método empleado se presenta en Hernández-Monteagudo & Rubiño-Martín (2004) y considera que la señal recibida por un instrumento de FCM, como WMAP, puede ser expresada como la suma de distintas componentes: FCM cosmológico \mathbf{T}_{FCM} , señal tSZ, ruido instrumental \mathbf{N} y contaminantes galácticos residuales \mathbf{F} . Si la contribución de tSZ es modelada a través de una plantilla \mathbf{M} , que puede ser construida por ejemplo a partir de un catálogo de galaxias, entonces podemos escribir $\mathbf{T} = \mathbf{T}_{\text{FCM}} + \alpha\mathbf{M} + \mathbf{N} + \mathbf{F}$, donde α , que representa la amplitud de la señal tSZ existente en el mapa, es el parámetro clave que debemos determinar. Si se desprecia la contribución debida a contaminantes galácticos y se supone que el FCM primordial no está correlacionado con la plantilla ($\langle \mathbf{T}_{\text{FCM}}\mathbf{M} \rangle = 0$), entonces $\alpha = \frac{\langle \mathbf{T}\mathbf{M}^T \rangle}{\langle \mathbf{M}\mathbf{M}^T \rangle}$. Nótese que α tiene “unidades de \mathbf{T} dividido por unidades de \mathbf{M} ”. Para estimar α debemos minimizar el estadístico $\chi^2 = (\mathbf{T} - \alpha\mathbf{M})\mathcal{C}^{-1}(\mathbf{T} - \alpha\mathbf{M})^T$, obteniendo de esta manera:

$$\alpha = \frac{\mathbf{T}\mathcal{C}^{-1}\mathbf{M}^T}{\mathbf{M}\mathcal{C}^{-1}\mathbf{M}^T} . \quad (6.1)$$

En estas ecuaciones \mathcal{C} representa la función de correlación del mapa sin componente tSZ, $\mathcal{C} = \langle (\mathbf{T} - \alpha\mathbf{M})^T (\mathbf{T} - \alpha\mathbf{M}) \rangle = \langle (\mathbf{T}_{\text{FCM}} + \mathbf{N})^T (\mathbf{T}_{\text{FCM}} + \mathbf{N}) \rangle$, es decir $\mathcal{C}(\theta_{ij}) = \mathcal{C}_{\text{FCM}}(\theta_{ij}) + \sigma_i\sigma_j\delta_{ij}$. Para calcular la función de correlación del FCM se ha partido de un espectro de potencias, calculado utilizando CMBFAST (Seljak & Zaldarriaga, 1996) con los parámetros cosmológicos derivados por WMAP (Bennett et al., 2003a), y filtrando con la función ventana de la banda W^3 . La componente de ruido en cada píxel la calculamos a partir del mapa de número de observaciones de WMAP, como $\sigma_i = \sigma_0/\sqrt{N_i^{\text{OBS}}}$, donde σ_0 es el ruido por observación en cada canal y N_i^{OBS} representa el número de observaciones del píxel i -ésimo. El error de la estimación de α anterior es

$$\sigma_\alpha = \sqrt{\frac{1}{\mathbf{M}\mathcal{C}^{-1}\mathbf{M}^T}} . \quad (6.2)$$

En las ecuaciones anteriores la contribución de los contaminantes galácticos ha sido despreciada. Dado que, como se explicará más adelante, los mapas de FCM que manejamos son forzados a tener media cero, y que los contaminantes galácticos residuales introducen variaciones positivas de temperatura, su presencia afectaría a los hipotéticos decrementos tSZ en otras zonas del cielo haciéndolos más negativos. Como consecuencia, se obtendría un valor de α menor, y en este sentido la no consideración de contaminantes galácticos puede ser vista como una aproximación conservadora, a pesar de que la introducción del ruido producido por los mismos en la función de correlación \mathcal{C} aumentaría la barra de error. En cualquier caso, se comprobará mediante simulaciones de Monte Carlo que los posibles contaminantes que pudieran permanecer en los mapas limpios que proporciona el equipo de WMAP no tienen un efecto importante sobre nuestro análisis. También mediante simulaciones de Monte Carlo se obtendrá una estimación de la barra de error complementaria a la estimación teórica dada por la ecuación (6.2).

³Todos los datos de WMAP, tales como los mapas de FCM y sus mapas de ruido asociados, los mapas de contaminantes galácticos o las funciones ventana de los distintos canales, han sido obtenidos de la base de datos LAMBDA, http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/m_products.cfm/.

6.3. Descripción de los datos

6.3.1. Datos de FCM de WMAP

El satélite WMAP, lanzado en 2001, ha producido mapas de FCM de todo el cielo con una sensibilidad y resolución angular notablemente mejores que los de su antecesor COBE-DMR. Ha permitido una caracterización del espectro de potencias hasta multipolos $\ell \approx 800$, y por tanto de sus dos primeros picos, con una precisión sin precedentes. Los datos de primer año fueron publicados en 2003 (Bennett et al., 2003a), y consisten en mapas de temperatura termodinámica de todo el cielo en cinco bandas espectrales: K (frecuencia de 23 GHz, y resolución angular de $52'.8$), Ka (33 GHz y $39'.6$), Q (41 GHz y $30'.6$), V (61 GHz y $21'.0$) y W (94 GHz y $13'.2$). A bajas frecuencias, estos mapas presentan una alta contaminación galáctica, especialmente debida a emisiones de tipo sincrotrón y libre-libre. Tomando diferentes cortes en la rama positiva del histograma de intensidad del mapa de la banda K, el equipo de WMAP ha construido cuatro máscaras diferentes⁴, con el objetivo de eliminar las fuentes galácticas más brillantes. Aquí utilizaremos la máscara más conservadora, la Kp0, que excluye un 23.2% del cielo. Por otro lado, el equipo de WMAP ha generado mapas limpios para las tres bandas de más alta frecuencia en los que se minimiza el efecto de los contaminantes galácticos que hayan quedado por debajo del nivel de sustracción de la Kp0. Para ello, se realiza un ajuste simultáneo de los tres mecanismos de contaminación galáctica (Bennett et al., 2003b), utilizando como modelos: el mapa de Haslam et al. (1981) de 408 MHz para la emisión sincrotrón, el mapa H α de Finkbeiner (2003) para la emisión libre-libre, y un mapa evaluado a 94 GHz según el modelo de Finkbeiner et al. (1999) para la emisión de polvo. En este estudio nos centraremos en el mapa limpio de la banda W que, pese a ser más ruidoso que los de las bandas Q y V, tiene mayor resolución angular, por lo que es más apropiado para detectar tSZ, además de ser, en principio, el que menos contaminación tiene. El equipo de WMAP proporciona un mapa limpio por cada uno de los cuatro canales de la banda W, con su correspondiente mapa de ruido. Combinamos los cuatro haciendo un promedio estadístico ponderado por las desviaciones típicas de cada una de las componentes. Como por construcción la plantilla es positiva, para poder aplicar las ecuaciones (6.1) y (6.2) es necesario que \mathbf{T} tenga media cero en la región de análisis. Por ello se ha sustraído la media fuera de la máscara Kp0. El mapa resultante se muestra en el panel izquierdo de la figura 6.1.

Los mapas de WMAP se presentan en formato HEALPIX⁵ (Górski et al., 1999), cuya principal característica es que los píxeles conservan su área y, con pequeñas variaciones, su forma en todo el cielo. Con esta pixelización, los datos se presentan con un tamaño de píxel de $\approx 6.9'$ ($N_{\text{side}}=512$, lo que implica un número total de píxeles en todo el cielo $N_{\text{pix}}=12 \times 512^2=3145728$).

6.3.2. Plantilla de galaxias

La construcción de la plantilla \mathbf{M} es crucial, ya que ésta debe trazar lo mejor posible la distribución de materia, y por tanto de gas caliente, para optimizar la correlación con el efecto tSZ. Nuestra hipótesis de partida es que las galaxias trazan la distribución de gas caliente. Esta consideración es razonable dado que se sabe que si los perfiles de densidad bariónica se ajustan a los perfiles de materia oscura en escalas comparables al radio virial de las galaxias (Fukugita & Peebles, 2004), entonces la densidad proyectada de galaxias correlacionará con la señal tSZ, independientemente de que las galaxias se agrupen en forma de cúmulos, grupos o filamentos. Teniendo en cuenta estos argumentos, hemos utilizado el catálogo de galaxias infrarrojo de todo el cielo 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*) (Jarrett et al., 2003) para describir la distribución de materia en el Universo cercano. Este catálogo contiene del orden de 1.5 millones de galaxias, distribuidas por debajo de $z \sim 0.1$ (~ 350 Mpc), y detectadas en las bandas J, H y K_s del infrarrojo cercano. Aunque no es

⁴Estas máscaras consisten en mapas cuyos píxeles valen uno o cero en función de que la zona del cielo correspondiente quiera ser conservada o eliminada, respectivamente.

⁵Algunos de los resultados de este trabajo han sido obtenidos utilizando las rutinas de este paquete, que puede ser obtenido de <http://healpix.jpl.nasa.gov/>.

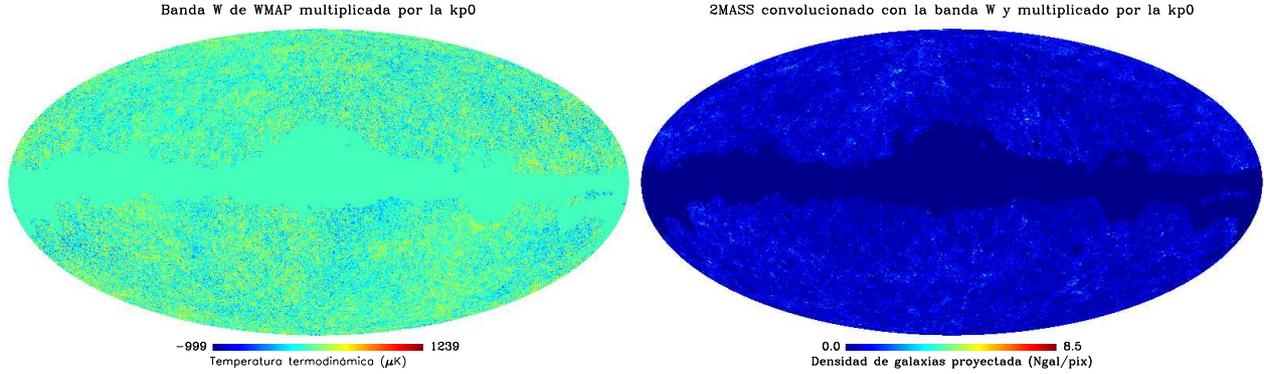


Figura 6.1: Izquierda: mapa de la banda W de WMAP, tras multiplicarlo por la máscara Kp0, que de manera aproximada elimina la zona del plano de la galaxia ($b \lesssim 20^\circ$) y otros contaminantes situados en otras regiones del cielo. En este mapa se ha sustraído la media fuera de la Kp0. La escala de colores indica temperatura termodinámica en μK . Derecha: plantilla de 2MASS, convolucionada con el haz de la banda W de WMAP. La escala de colores indica la densidad de galaxias por píxel, suavizada en escalas de $13'.2$. Ambos mapas se presentan utilizando la pixelización de HEALPIX con una resolución $N_{\text{side}}=512$.

muy profundo (llega a magnitudes ~ 15.0 , 14.5 y 13.5 , respectivamente en J, H y K_s), es el catálogo sistemático de galaxias más completo, pues cubre todo el cielo.

Para construir la plantilla \mathbf{M} proyectamos todas las galaxias de 2MASS utilizando la pixelización de HEALPIX con una resolución igual a los mapas de WMAP ($N_{\text{side}}=512$). A cada píxel se le asigna un valor igual al número de galaxias contenidas en él; la densidad por píxel promediada en todo el cielo es 0.52, con una densidad máxima de 24. A continuación se convoluciona esta plantilla con la función ventana de la banda W de WMAP; como hay una función ventana asociada a cada uno de los cuatro canales de la banda W, en concreto se ha utilizado el promedio de las cuatro. Por último, es multiplicada por la Kp0, para así eliminar los píxeles con una mayor contribución galáctica. La plantilla resultante se muestra en el panel derecho de la figura 6.1.

6.4. Resultados y discusión

Nótese (ecuaciones 6.1 y 6.2) que la aplicación del método requiere la inversión de la matriz de covarianza \mathbf{C} . Ésta es la etapa más crítica del proceso, dado que es la que consume la mayor parte del tiempo de cálculo. Cuando, para una resolución $N_{\text{side}}=512$, se analizan conjuntamente todos los píxeles del cielo fuera de la Kp0 esta matriz es de dimensión $\approx 2.5 \times 2.5$ millones, y su inversión resulta inviable. Por ello, la estrategia que adoptamos es dividir los mapas en parches de N_{pix} píxeles cada uno, que denotamos como \mathbf{M}^β . Se determina entonces el valor de la contribución tSZ promedio en cada uno de ellos, α^β , a partir de la comparación en cada subgrupo de los píxeles de temperatura, \mathbf{T}^β , y de la plantilla, \mathbf{M}^β . Como decíamos en el apartado anterior, hacemos cero la media de los datos de WMAP fuera de la Kp0 ($\langle \mathbf{T} \rangle = 0$). En el caso de la plantilla, dividimos los píxeles de cada parche por su valor promedio (de forma que $\langle \mathbf{M}^\beta \rangle = 1$). La contribución de tSZ promediada en todo el cielo se calcularía entonces mediante la media ponderada de todos los α_β . No obstante, esta contribución de tSZ promediada estaría fuertemente enmascarada por el FCM primordial y el ruido de WMAP, y por ello nos centramos en la zona con densidad de galaxias más alta, donde esperamos obtener valores de α más significativos. Así, antes de agruparlos en parches, ordenamos los píxeles según su densidad de galaxias, de manera que el primer parche (\mathbf{M}^1) sería el de mayor densidad de galaxias. Bajos valores de β corresponden a alta densidad proyectada de galaxias, y altos valores de β a baja densidad proyectada de galaxias. Utilizamos diferentes tamaños de parche: $N_{\text{pix}} = 64, 128,$

256, 512, 1024 y 2048. Para $N_{\text{pix}}=64$, la densidad proyectada promedio para $\beta=1$ es 1034 galaxias por grado cuadrado, mientras que para $\beta=350$ este valor baja a 207. Para $N_{\text{pix}}=2048$ la densidad proyectada promedio es 509 y 56 galaxias por grado cuadrado respectivamente para $\beta=1$ y 350. Para $\beta \approx 450$ disminuye hasta un valor igual a la densidad promedio fuera de la Kp0, que es 44 galaxias por grado cuadrado⁶.

6.4.1. Análisis con todas las galaxias

La figura 6.2 esquematiza el principal resultado obtenido a través de la correlación del mapa de la banda W de WMAP con la plantilla de galaxias, construida como se ha explicado en el apartado precedente. En las gráficas superiores se representan los valores de alfa en los primeros parches ($\beta = 1 - 10$) para distintos tamaños de parche, en función del índice del parche y en función de la densidad proyectada de galaxias. Sólo los parches con mayor densidad ($\beta \lesssim 4$) muestran una contribución de tSZ importante. La gráfica de la derecha muestra claramente que el valor de alfa disminuye drásticamente con el descenso de la densidad proyectada. En la gráfica inferior se representa alfa en parches de tamaño $N_{\text{pix}}=2048$, para parches de índices en dos rangos distintos: $\beta = 1 - 30$ y $\beta = 350 - 380$. En ella puede apreciarse que, aunque sólo para $\beta = 1$ ó 2 las detecciones son significativas, hasta $\beta \sim 20$ alfa tiende a tomar valores negativos. Para $\beta \gtrsim 20$ alfa oscila alrededor de cero, predominantemente dentro de la región de incertidumbre. El valor de mayor significación, $\alpha_{2048}^1 = -33 \pm 7 \mu\text{K}$ (4.6σ), se obtiene en los $N_{\text{pix}}=2048$ píxeles más brillantes del cielo, que subtienden un área de 27 grad^2 , con una densidad promedio de 509 galaxias por grado cuadrado. Sin embargo, como es de esperar, el valor de alfa aumenta a medida que disminuye el tamaño del parche, esto es, a medida que aumenta la densidad de galaxias promediada sobre el parche. Así, aunque con un nivel de significación menor, en los $N_{\text{pix}}=256$ y en los $N_{\text{pix}}=64$ píxeles más brillantes, que subtienden respectivamente 3.6 y 0.8 grados cuadrados de cielo, se obtienen valores de alfa más negativos: $\alpha_{256}^1 = -68 \pm 17 \mu\text{K}$ (4.1σ) y $\alpha_{64}^1 = -101 \pm 28 \mu\text{K}$ (3.5σ), respectivamente.

Las barras de error que se muestran en esta figura son las teóricas, calculadas a partir de la ecuación (6.2). No obstante, para comprobar la validez de las aproximaciones que permitieron derivar esta expresión analítica, se han recalculado estos valores a través de simulaciones de Monte Carlo. A partir de CMBFAST (Seljak & Zaldarriaga, 1996) con los parámetros cosmológicos derivados por WMAP (Bennett et al., 2003a), y filtrando con la función ventana de la banda W, se han generado 100 simulaciones de FCM primordial, añadiendo en cada caso sendas realizaciones del ruido asociado a la banda W. La desviación estándar de los valores de alfa obtenidos comparando en cada parche la simulación con la plantilla nos da una estimación independiente de la barra de error. En la figura 6.3 se representa una comparación de esta estimación con el valor calculado teóricamente, para una serie de parches de diferentes tamaños y todos ellos de índices bajos. Muestra que, aunque hay un leve sesgo hacia valores menores de la barra de error obtenida a través de simulaciones que de la obtenida teóricamente, en la mayor parte de los casos la diferencia relativa entre las dos estimaciones es menor del $\sim 10\%$, con lo que se demuestra la validez de la ecuación (6.2).

6.4.2. Dependencia espectral

Aunque, como se ha indicado, este estudio se centra en la banda W, por ser la de mayor resolución angular, también se han analizado las otras cuatro bandas de WMAP. En la figura 6.4 se muestran los resultados de las cinco bandas en función de la frecuencia de cada una, para los cuatro primeros parches ($\beta = 1 - 4$), de tamaños $N_{\text{pix}} = 256, 512, 1024$ y 2048. Hay que señalar que en esta figura los valores de α para las distintas bandas corresponden siempre a la misma región de cielo; para ello

⁶Téngase en cuenta que estos valores de la densidad están calculados según la plantilla Poissoniana de 2MASS, es decir son densidades por grado cuadrado calculadas en una escala de un píxel. Sin embargo, cuando se ordenan los píxeles según densidad de galaxias, no se utiliza como referencia la plantilla Poissoniana sino la convolucionada con el haz de la banda W, que es la que se emplea en el análisis.

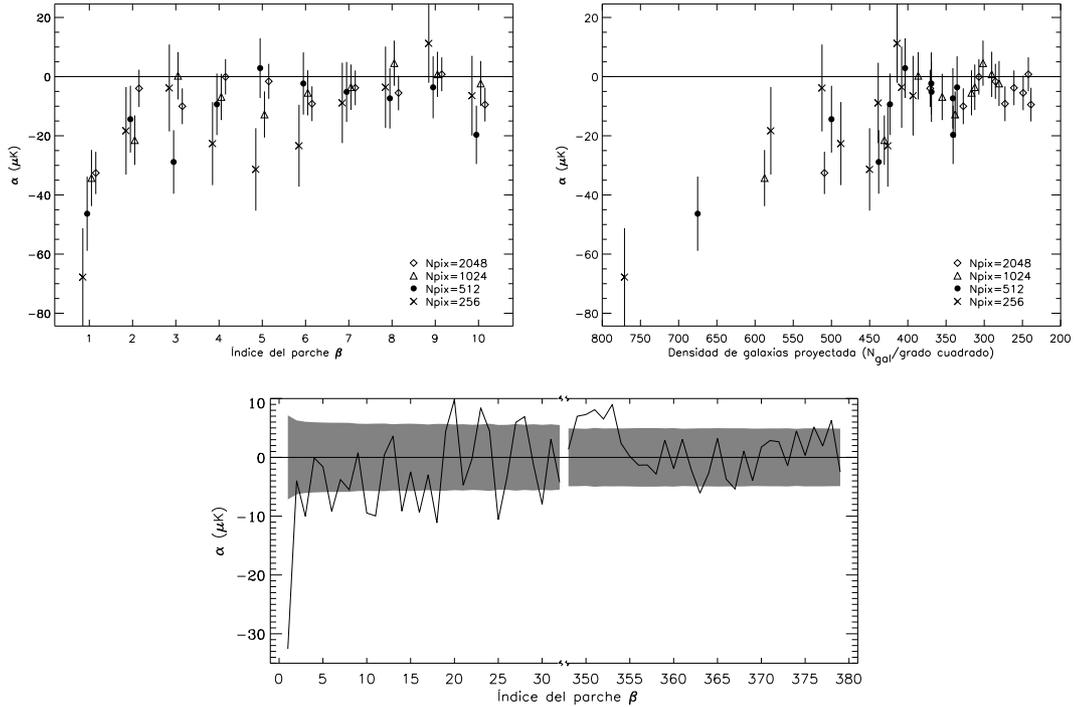


Figura 6.2: Imágenes superiores: valores de α en los diez parches con mayor densidad proyectada de galaxias ($\beta = 1 - 10$), para tamaños de parche $N_{\text{pix}} = 256$ (aspas), 512 (círculos), 1024 (triángulos) y 2048 (rombos), en función del índice del parche β (izquierda), y en función de la densidad proyectada promedio por grado cuadrado (derecha). Las barras de error corresponden a 1σ y son calculadas mediante la ecuación (6.2). Imagen inferior: variación del valor de α con el índice del parche, para $N_{\text{pix}}=2048$. Se representan las regiones $\beta = 1 - 30$ y $\beta = 350 - 380$. La zona sombreada corresponde al nivel de incertidumbre a 1σ . En ambos casos los resultados corresponden a correlaciones con la banda W de WMAP.

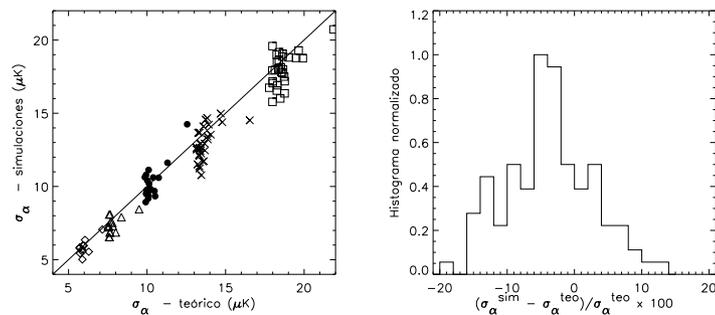


Figura 6.3: Comparación entre los valores de σ_α obtenidos teóricamente con la ecuación (6.2) y los obtenidos a través de la dispersión del valor de α obtenido al correlacionar la plantilla de galaxias con 100 simulaciones de FCM primordial añadiendo el ruido de la banda W en 106 parches de distintos tamaños y de bajos índices ($\beta \leq 30$). En el panel de la izquierda se representan los valores obtenidos de las simulaciones frente a los valores teóricos (la simbología es la misma que la de la figura 6.2, añadiendo $N_{\text{pix}} = 64$ (cuadrados)). El panel de la derecha es un histograma normalizado de las diferencias relativas entre las dos estimaciones de σ_α .

se han utilizado en todos los casos los mismos parches, en concreto los contruidos a partir de la ordenación de los píxeles según su brillo en la plantilla convolucionada con el haz de la banda W. También se han calculado los valores de alfa en los parches resultantes de ordenar los píxeles según su brillo en las plantillas convolucionadas con cada uno de los haces, comprobándose que, aunque en K y Ka los valores obtenidos son mayores, en Q y V las diferencias no son significativas respecto al caso anterior. En el caso de las bandas Q, V y W, se ha aplicado el análisis indistintamente para los mapas limpios y para los mapas sin limpiar; las diferencias entre los dos casos son despreciables. A pesar de que el ruido de las bandas Q (ruido promediado por píxel en todo el cielo $\langle N \rangle = 120 \mu\text{K}$) y V ($\langle N \rangle = 146 \mu\text{K}$) es menor que en la banda W ($\langle N \rangle = 175 \mu\text{K}$), sus barras de error son mayores a causa del mayor tamaño de su haz. Sin embargo, aunque con un nivel de significación más bajo, en las bandas V y Q también se obtiene anticorrelación en los parches de más bajo índice. Por ejemplo, en los $N_{\text{pix}}=2048$ píxeles más brillantes de la plantilla convolucionada con las bandas V y Q (nótese por lo tanto que los valores que aquí se dan no coinciden exactamente con los de la figura 6.4) se obtiene $\alpha_{2048}^1 = -22 \pm 8 \mu\text{K}$ (2.9σ) y $\alpha_{2048}^2 = -26 \pm 9 \mu\text{K}$ (3.0σ), respectivamente al correlacionar con el mapa limpio de la banda correspondiente. En los $N_{\text{pix}}=1024$ más brillantes se obtiene respectivamente $\alpha_{1024}^1 = -36 \pm 10 \mu\text{K}$ (3.5σ) y $\alpha_{1024}^2 = -20 \pm 12 \mu\text{K}$ (1.8σ). Las alfas asociadas a las bandas K y Ka tienden a tomar valores más positivos, lo cual puede interpretarse que es causa del mayor tamaño del haz, que introduce mayor dilución, o bien del efecto de los contaminantes galácticos en estas bandas. Este último caso sería producto de un efecto aleatorio, dado que estamos utilizando en la construcción de la plantilla un catálogo extragaláctico, y por lo tanto los píxeles más brillantes de la plantilla no tienen por qué coincidir con zonas de mayor emisión galáctica. Sin embargo, ésta parece ser la causa más probable, sobre todo en el caso de la banda K, dado que cuando se realiza el análisis sobre los parches contruidos a partir de la plantilla convolucionada con esta banda se aprecia que el valor de alfa decrece a medida que aumenta el índice β .

La línea curva de cada una de las gráficas de la figura 6.4 representa el mejor ajuste de los valores asociados a los tres mapas limpios de las bandas Q, V y W a la dependencia espectral de la variación de temperatura termodinámica introducida por el efecto tSZ, $f(x) = x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4$. Las alfas asociadas a las bandas K y Ka divergen, pero las asociadas a las bandas Q, V y W son compatibles con esta dependencia espectral, aunque no la reproducen con exactitud. En la mayoría de los casos para Q, V y W representados en la figura la barra de error de alfa corta a la curva de tSZ, aunque en algunos casos (véase $N_{\text{pix}} = 256$ y 2048 para $\beta = 1$) el valor correspondiente a la banda W se aleja $\approx 2\sigma$. Además, cuando se comparan dos a dos, las barras de error a 1σ asociadas a las alfas se solapan en la mayoría de los casos. Hay que tener en cuenta diversas fuentes de incertidumbre que dificultan un análisis más preciso, especialmente las distintas resoluciones angulares de las bandas, y el hecho de que la contaminación galáctica tiene distinto grado de importancia en los mapas de cada una de ellas.

6.4.3. Efecto de los contaminantes galácticos

Como se ha comentado con anterioridad, tomando distintos umbrales de temperatura en la rama positiva del histograma de temperaturas del mapa de la banda K, el equipo de WMAP ha construido distintas máscaras que tienen como objetivo eliminar los contaminantes galácticos más notables. En este análisis se ha utilizando la máscara Kp0, que es la más conservadora y elimina un 23.2% del cielo. Por otro lado, el equipo de WMAP ha generado mapas limpios en los que se minimiza la emisión galáctica. Comparando en la figura 6.4 los resultados para los mapas crudos y para los mapas limpios de las bandas Q, V y W, se aprecia que los contaminantes galácticos que han sido eliminados mediante este proceso tienen un impacto muy reducido en nuestro análisis.

No obstante, para tratar de estimar el posible efecto de los contaminantes galácticos residuales que puedan quedar tras estos procesos de limpiado, hemos llevado a cabo un estudio mediante simulaciones de Monte-Carlo. Construimos una plantilla de emisión galáctica residual total, sumando

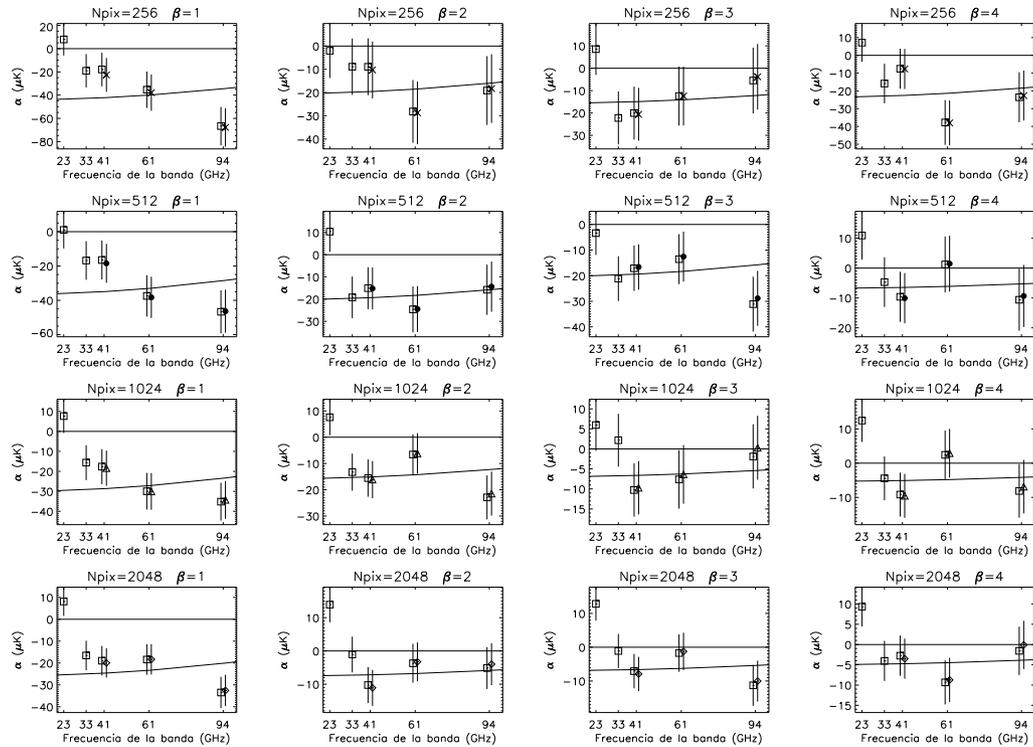


Figura 6.4: Valores de alfa obtenidos en las cinco bandas de WMAP (K, Ka, Q, V y W), representados en función de sus frecuencias (respectivamente 23, 33, 41, 61 y 94 GHz), para los cuatro parches más brillantes ($\beta = 1 - 4$), de tamaños $N_{\text{pix}} = 256$ (aspas), 512 (círculos), 1024 (triángulos) y 2048 (rombos). Junto con los valores obtenidos sobre los mapas limpios de WMAP, que se representan mediante la simbología indicada, se muestran también con cuadrados los valores obtenidos sobre los mapas sin limpiar (téngase en cuenta que las bandas K y Ka no tienen mapas limpios). La curva representa el mejor ajuste de los valores obtenidos sobre los tres mapas limpios de alta frecuencia a la dependencia espectral del efecto tSZ.

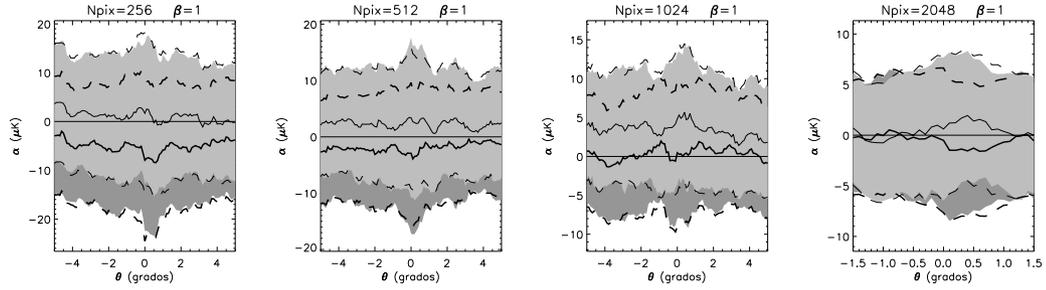


Figura 6.5: Para el primer parche ($\beta = 1$), de tamaños $N_{\text{pix}} = 256, 512, 1024$ y 2048 , se muestra el valor promedio de las alfas obtenidos correlacionando la plantilla de 2MASS convolucionada con el haz de la banda W de WMAP con 100 simulaciones de FCM primordial sumando el ruido de la banda W, y sumando (línea gruesa) y restando (línea fina) la plantilla de contaminantes galácticos (emisión sincrotrón, más emisión libre-libre, más emisión de polvo), para distintos desplazamientos angulares. Las zonas sombreadas y las líneas discontinuas representan en cada caso el nivel de incertidumbre a 1σ obtenido, respectivamente, a partir de la desviación estándar de los valores de alfa en las 100 simulaciones, y teóricamente a partir de la ecuación (6.2).

los mapas de emisión sincrotrón, de emisión libre-libre y de emisión de polvo en la frecuencia de la banda W, que han sido generados por el equipo de WMAP (Bennett et al., 2003b) mediante un método de máxima entropía y utilizando como modelo para cada contaminante galáctico los mapas que se citaron en el apartado 6.3.1. Esta plantilla es una representación conservadora del efecto de los contaminantes; para realizar una representación más realista se debería multiplicar esta plantilla por un factor determinado (por ejemplo del orden de ~ 0.1) dado que en las frecuencias de WMAP domina el FCM sobre la emisión galáctica. Se han generado entonces 100 simulaciones de FCM primordial, siguiendo el mismo proceso explicado con anterioridad, añadiendo luego realizaciones del ruido de la banda W, y a cada una de estas simulaciones le sumamos y le restamos esta plantilla de contaminantes independientemente. Posteriormente se sustrae la media fuera de la Kp0, y se calcula alfa en cada uno de los dos mapas simulados (sumando y restando la plantilla de contaminantes) mediante la correlación con la plantilla de 2MASS convolucionada con el haz de la banda W. Repetimos el proceso rotando la plantilla, con respecto al mapa simulado, diversos ángulos en la dirección de la longitud galáctica, para analizar la extensión típica del posible efecto de los contaminantes galácticos. Además, este análisis de rotaciones nos permite una estimación conservadora del nivel de incertidumbre introducido por los contaminantes galácticos: a ángulos grandes, donde el efecto de los contaminantes debería haber caído a cero, la dispersión de alfa en las 100 simulaciones nos da la estimación de esta barra de error. En la figura 6.5 se representa el valor medio de alfa en las 100 simulaciones, para cada desplazamiento angular, cuando se suma (línea gruesa) y cuando se resta (línea fina) la plantilla de contaminantes, en el caso de los $N_{\text{pix}} = 256, 512, 1024$ y 2048 píxeles más brillantes. Las regiones sombreadas representan en ambos casos (oscuras para el caso en el que se suma la plantilla, y claras para cuando se resta la plantilla) las regiones de incertidumbre a 1σ , obtenidas a partir de la desviación estándar de alfa. Por comparación, las líneas discontinuas (gruesa y fina, respectivamente) delimitan la región de incertidumbre a 1σ cuando se estima teóricamente la barra de error a partir de la ecuación (6.2), donde no se tienen en cuenta los contaminantes. La coincidencia entre estas dos estimaciones de la barra de error, apreciable en la figura, indica que los contaminantes no introducen una incertidumbre significativa en el análisis, y por lo tanto que la barra de error calculada teóricamente sin tener en cuenta los contaminantes (que es la que utilizamos en el resto de los análisis de este capítulo) es una estimación realista del nivel de incertidumbre. El hecho de que el valor promedio de alfa no se desvíe significativamente de cero, y que este comportamiento se mantenga para todos los ángulos indica que los contaminantes residuales no tienen efecto sobre nuestra estimación de alfa.

6.4.4. Extensión angular

Si la señal tSZ obtenida en los parches con mayor densidad de galaxias estuviera asociada a gas difuso, cabría esperar que fuera resuelta, esto es, que tuviera una extensión angular mayor que la del haz de WMAP. Si por el contrario fuera debida a cúmulos de galaxias, sería una señal no resuelta, dado que el tamaño del haz de la banda W (FWHM=0.22°) permitiría difícilmente resolver la señal tSZ de los cúmulos cercanos más masivos, como por ejemplo Coma ($\theta_c = 0.15^\circ$). Por este motivo, investigar cuál es la extensión angular típica de las fuentes que dan señal tSZ puede resultar determinante para dilucidar su origen. Para ello hemos aplicado sucesivas rotaciones a la plantilla respecto al mapa de WMAP, de 0.1 en 0.1 grados, en la dirección de la longitud galáctica, esto es, alrededor del eje definido por los polos galácticos. Para cada ángulo rotado calculamos el valor de alfa en cada parche, y así en función de cómo disminuye este valor podemos obtener información sobre el tamaño típico de las manchas negativas de FCM que dan lugar a la anticorrelación.

Se ha elegido la de la longitud galáctica como la dirección de rotación porque es la que menos distorsiona las estructuras de los mapas, a pesar de que tiene el inconveniente de que los píxeles cercanos al polo rotan un ángulo real menor que los cercanos al ecuador galáctico. Y, por otro lado, se rota la plantilla respecto al mapa porque la plantilla es completa mientras que en el mapa aparecen los ceros de la Kp0, con lo que si rotáramos el mapa, para cada ángulo tendríamos que redefinir el parche, para mantener el mismo número de píxeles por parche. Por otro lado, si se hiciera el análisis como hasta el momento, construyendo la plantilla como se ha indicado, ocurriría que en los casos en los que hay detección en cero grados, cuando se aplican rotaciones la señal no baja a cero en un determinado ángulo, sino que permanece aproximadamente constante en un valor negativo. Esto es debido a lo siguiente: dado que la plantilla es siempre positiva, cuando hay anticorrelación en cero grados, es debido a que los píxeles del mapa de FCM son predominantemente negativos; al aplicar rotaciones mediante la estrategia que se ha descrito, estaremos haciendo el análisis sobre estos mismos píxeles de FCM; los de la plantilla, aunque cambian, siguen siendo positivos, aunque de menor valor promedio; es por ello por lo que se sigue teniendo una anticorrelación espuria, aunque de menor valor, para ángulos grandes. Para corregir esto, y visualizar el resultado, sólo en este caso se ha hecho la media de la plantilla cero fuera de la Kp0. Se ha comprobado que procediendo de esta manera el valor de la señal en cero grados es el mismo, y a grandes ángulos la señal no permanece oscilando alrededor de un valor negativo, sino alrededor de cero, gracias a que ahora en la plantilla hay aproximadamente igual número de píxeles negativos que positivos.

En la figura 6.6 se representa el resultado de este análisis en los cuatro primeros parches, de tamaños $N_{\text{pix}} = 256, 512, 1024$ y 2048 , al correlacionar con el mapa de la banda W. Puede apreciarse en ella que en los casos en los que hay detección en cero grados, la señal cae a cero en ángulos relativamente pequeños. En concreto, se desprende que el tamaño típico de las fuentes que generan tSZ es $\sim 40-50'$, ligeramente superior al tamaño del haz, pero menor que en el análisis de Myers et al. (2004), en el que encontraban tamaños típicos de $\approx 1^\circ$. Hay que indicar que estos tamaños se refieren al ángulo de longitud galáctica, por lo que en realidad el tamaño típico sería ligeramente mayor: $\sim 40-50'/\cos(\langle b \rangle_{\text{tSZ}})$, donde $\langle b \rangle_{\text{tSZ}}$ representa la latitud galáctica típica de las fuentes tSZ. Por lo tanto, aunque la señal disminuye en ángulos pequeños, parece que está parcialmente resuelta. Hay que indicar que el cúmulo de Coma podría tener aquí especial importancia, dado que posiblemente genera una fracción no despreciable de tSZ que no se ve afectada por las rotaciones que aplicamos al encontrarse este cúmulo prácticamente en el polo galáctico ($l=57.2^\circ$, $b=88^\circ$). Tomando para Coma $\theta_c=9.32'$ (Mason & Myers, 2000), y analizando los píxeles alrededor de sus coordenadas centrales en un círculo de radio $\theta_v=10\times\theta_c$ (eliminando los píxeles de la Kp0 quedan $N_{\text{pix}}=512$ píxeles) se obtiene $\alpha_{512}^{\text{Coma}} = -45 \pm 19 \mu\text{K}$ (2.4σ). De los 512 píxeles correspondientes a Coma, respectivamente 14, 18, 32 y 39 pertenecen al primer parche ($\beta=1$) de $N_{\text{pix}} = 256, 512, 1024$ y 2048 píxeles, por lo que, efectivamente este cúmulo tiene una contribución importante en los primeros parches. Para comprobar cómo afecta a los resultados de las rotaciones, hemos repetido este análisis enmascarando previamente los píxeles de Coma. Aunque los resultados muestran claras diferencias, la anchura del

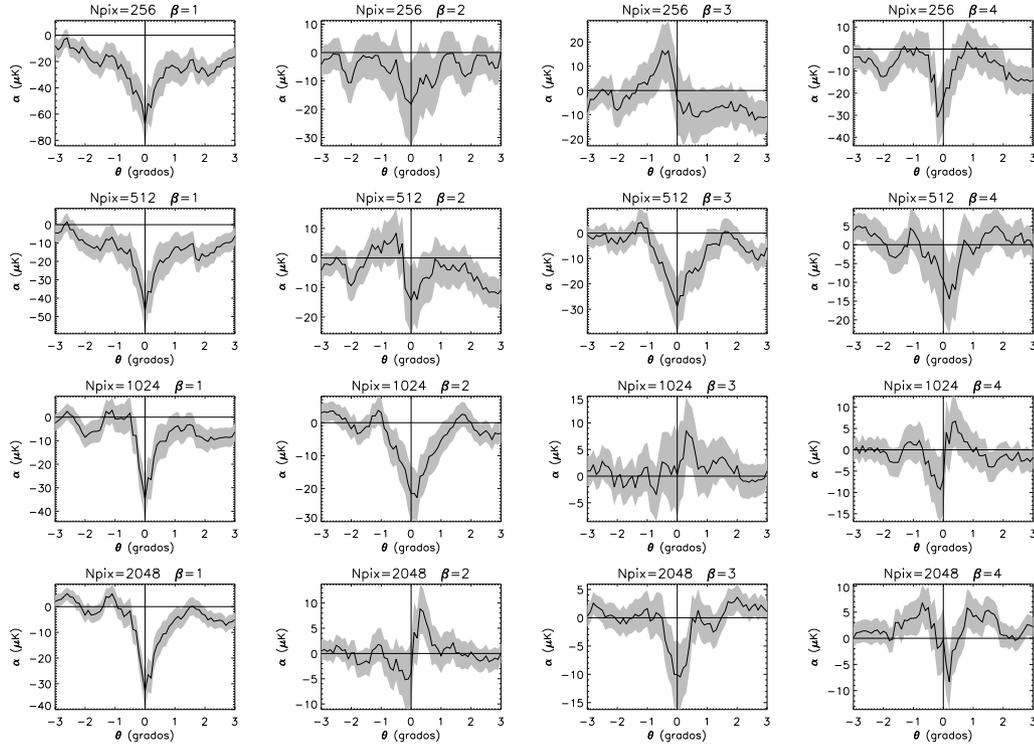


Figura 6.6: Visualización de la extensión angular de la señal tSZ en la banda W de WMAP, mediante el análisis de rotaciones: se muestran los valores de alfa en los cuatro primeros parches ($\beta = 1 - 4$), de tamaños $N_{\text{pix}} = 256, 512, 1024$ y 2048 , obtenidos tras rotar la plantilla diversos ángulos en la dirección dada por la longitud galáctica (el eje de abscisas indica ángulo de longitud galáctica rotado). La zona sombreada indica el nivel teórico de incertidumbre a 1σ .

pico central en torno al cero no se ve afectada salvo para el caso $N_{\text{pix}}=256$. Sí se observa sin embargo que la curva se aproxima más al cero para ángulos grandes; por ejemplo, para $N_{\text{pix}}=256$ ahora la curva corta el eje de abscisas en un ángulo $\approx 1^\circ$, mientras que incluyendo Coma en el análisis no se produce este corte en toda la escala de ángulos representada en la figura. En definitiva, aunque eliminar Coma del análisis cambia sensiblemente los resultados, no modifica las conclusiones sobre el tamaño típico de las estructuras que generan tSZ. Por lo tanto, a tenor de este estudio no se puede descartar que estas estructuras sean cúmulos de galaxias, pero tampoco que sean estructuras extendidas. Sobre todo, teniendo en cuenta que este resultado podría ser compatible con la existencia de estructuras extendidas, de forma filamentosa, orientadas predominantemente en latitud galáctica, y con una inclinación tal que a lo largo de la línea de visión tuvieran una profundidad óptica suficiente para generar un efecto tSZ detectable.

6.4.5. Contribución de cúmulos de galaxias

Hasta el momento, los resultados que se han presentado corresponden a análisis sobre la plantilla construida con todas las galaxias de 2MASS, parte de las cuales (aproximadamente un 7%) están asociadas a cúmulos de galaxias. Por lo tanto, parte de la señal detectada podría ser debida a efectos tSZ asociados a cúmulos de galaxias. Para cuantificarla, hemos repetido el análisis eliminando los cúmulos de galaxias conocidos del análisis. En la tabla 6.1 se da una breve descripción de los catálogos de cúmulos que han sido utilizados para este fin. Para aquellos cúmulos con medidas de radio del núcleo (un 20% del total) se ha supuesto un radio virial igual a diez veces el radio del núcleo, y se

Tabla 6.1: Descripción de los catálogos de cúmulos de galaxias utilizados para eliminar del análisis las galaxias asociadas a cúmulos.

Nombre	Referencia	Rango espectral	Número de cúmulos		
			total	con medida de z	con medida de θ_c
ACO	Abell, Corwin & Olowin (1989)	óptico	4076	1743 ^a	276 ^b
APM	Dalton et al. (1997)	óptico	957	957	957 ^c
ROSAT-PSPC	Vikhlinin et al. (1998)	rayos-X	223	200	223
ROSAT-BCS	Ebeling et al. (1998, 2000)	rayos-X	313	313	0
de Grandi	de Grandi et al. (1999)	rayos-X	130	130	0
Voges	Voges et al. (1999)	rayos-X	1002 ^d	542 ^d	0
NORAS	Böhringer et al. (2000)	rayos-X	484	457	0
CIZA	Ebeling et al. (2002)	rayos-X	73	73	0

^a Estas medidas no están incluidas en el catálogo ACO. 1578 de ellas se han obtenido de Struble & Rood (1999), y el resto a partir de las contrapartidas de estos cúmulos ACO con cúmulos de los otros catálogos (APM y catálogos de rayos-X) con medidas de desplazamiento al rojo.

^b El catálogo ACO no tiene medidas de radios del núcleo. Todas estas medidas se han obtenido a partir de las contrapartidas con cúmulos de otros catálogos (APM y catálogos de rayos-X) con medidas de radio del núcleo.

^c En el catálogo APM cada cúmulo tiene asociado un radio de proyección que se utilizó en el análisis de los datos (véase Dalton et al. (1997)). Se ha calculado el radio del núcleo como la décima parte de este radio de proyección.

^d El catálogo de Voges tiene en realidad un total de 18806 fuentes. De ellas, se busca en la NED cuáles tienen un cúmulo como contrapartida a menos de 5'. Nos quedamos así con 1002 cúmulos de galaxias, de los cuales 542 tienen medida de desplazamiento al rojo.

han eliminado del análisis todos los píxeles alrededor de cúmulos en un círculo de radio igual a este valor. En el caso de los cúmulos sin medida de radio del núcleo pero con medida de desplazamiento al rojo (un 41 % del total) se ha supuesto sucesivamente un radio virial $r_v = 1.5, 2.0, 2.5$ y $3.0 h^{-1}\text{Mpc}$. Para los cúmulos sin medida de radio del núcleo ni de desplazamiento al rojo (el 39% restante) hemos eliminado todos los píxeles en círculos de radios 15, 20, 25 y 30', respectivamente.

En la figura 6.7 se muestran los resultados, al correlacionar con la banda W de WMAP, para $\beta=1$ y tamaños $N_{\text{pix}} = 64, 128, 256, 512, 1024$ y 2048 , tras eliminar las galaxias asociadas a cúmulos. Por comparación se muestra también el valor de alfa antes de quitar los cúmulos (radio de corte = 0'). Hay que señalar que tras eliminar los cúmulos, los parches son redefinidos, ya que los píxeles restantes son reordenados según su densidad. Por lo tanto, cada valor de alfa no corresponde exactamente a la misma región de cielo. La señal disminuye notablemente en todos los casos al quitar cúmulos del análisis tomando un radio de corte de $1.5 h^{-1}\text{Mpc}$ y 15', y al tomar radios mayores la señal prácticamente no varía. Esto significa que hay contribución tSZ debida a cúmulos, pero que está concentrada en radios pequeños, y no está resuelta por el haz de la banda W. De aquí en adelante nos centraremos por lo tanto en la discusión de los resultados para el radio de corte de $1.5 h^{-1}\text{Mpc}$ y 15'. Inicialmente eliminamos sólo las galaxias asociadas a los cúmulos de los catálogos ópticos ACO y APM (línea continua de la figura 6.7). De los $N_{\text{pix}}=2048$ píxeles más brillantes ($\beta=1$), 1342 son eliminados del análisis, un 66%. Para los parches $\beta = 2 - 30$, es decir, para los $\approx 60,000$ siguientes píxeles más brillantes, se elimina un 24%. En los $N_{\text{pix}}=2048$ más brillantes la señal pasa de ser $\alpha_{2048}^1 = -33 \pm 7 \mu\text{K}$ (4.6σ) a ser $\alpha_{2048}^1 = -15 \pm 7 \mu\text{K}$ (2.1σ). Si además de los cúmulos ópticos, eliminamos los cúmulos de los catálogos de rayos-X PSPC, BCS, de Grandi, Voges y NORAS (línea discontinua de la figura 6.7), la señal disminuye nuevamente, lo que significa que los cúmulos de rayos-X no detectados en el óptico también contribuyen con una señal tSZ importante. En este caso, de los $N_{\text{pix}}=2048$ píxeles más brillantes ($\beta=1$), son eliminados 1640, un 80%, y la señal se queda en $\alpha_{2048}^1 = -9 \pm 6 \mu\text{K}$ (1.4σ). Para $N_{\text{pix}} = 1024$ y 512 la señal se hace menos significativa incluso (por debajo de 1σ), lo que significa que la mayor parte de lo que se detecta proviene de los píxeles menos brillantes de los 2048 más brillantes; en concreto, el tercer parche ($\beta=3$) de los cuatro primeros para $N_{\text{pix}}=512$ es el que da la señal más significativa, $\alpha_{512}^3 = -12 \pm 10 \mu\text{K}$ (1.2σ). En los $N_{\text{pix}} = 128$ y 64 píxeles más brillantes, la señal es mucho más significativa: $\alpha_{128}^1 = -52 \pm 25 \mu\text{K}$ (2.1σ) y $\alpha_{64}^1 = -98 \pm 34 \mu\text{K}$ (2.8σ).

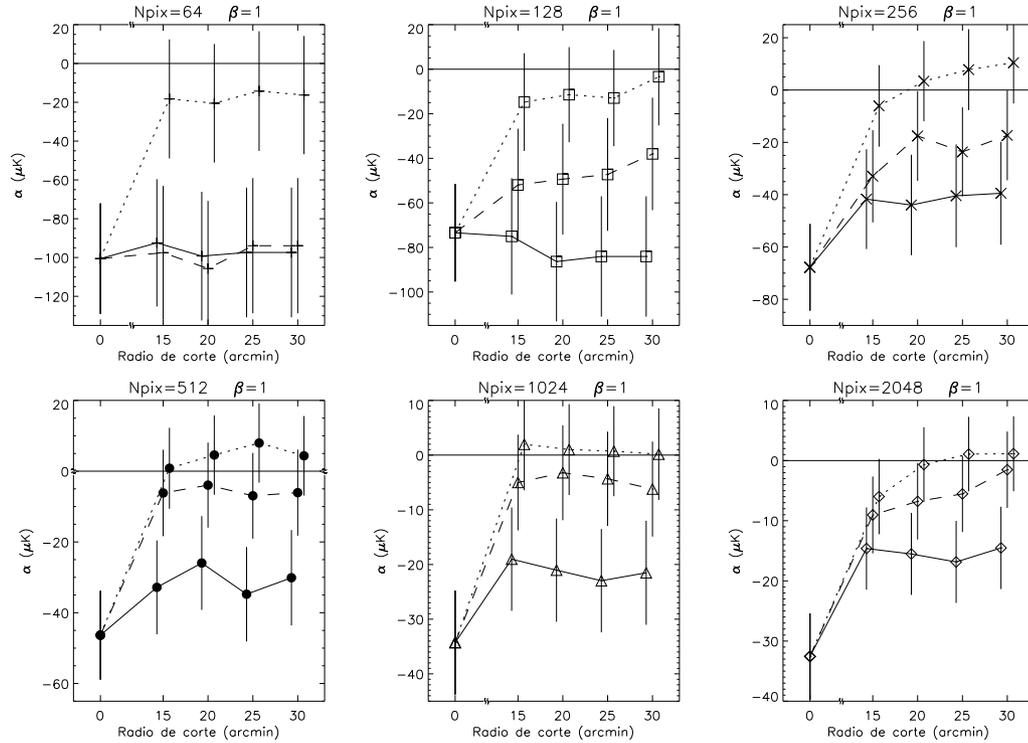


Figura 6.7: Contribución de tSZ al correlacionar con la banda W de WMAP, en el primer parche, de tamaños $N_{\text{pix}} = 64, 128, 256, 512, 1024$ y 2048 , cuando se eliminan cúmulos de galaxias con distintos radios de corte, utilizando: sólo catálogos ópticos (líneas continuas), catálogos ópticos y catálogos de rayos-X (líneas discontinuas), y catálogos ópticos, catálogos de rayos-X y el catálogo CIZA (líneas de puntos).

Por lo tanto, parece que hay una señal tSZ residual proveniente de regiones alejadas a los cúmulos de galaxias de los catálogos anteriores. No obstante, cuando se analiza la distribución espacial de los píxeles que dan esta señal, hay algo que llama la atención: de los $N_{\text{pix}} = 128$ y 64 píxeles más brillantes, respectivamente 86 y 54 están en la *Zone of Avoidance* (ZoA, $|b| < 20^\circ$). De hecho, de estos píxeles, respectivamente 56 y 41 están asociados a cúmulos del catálogo *Clusters In the Zone of Avoidance* (CIZA; Ebeling et al. (2002)), esto es, están al menos a una distancia de un radio del núcleo de $1.5 h^{-1} \text{Mpc}$ de alguno de los 73 cúmulos de este catálogo. Por este motivo, se ha repetido también el análisis quitando además de los cúmulos ópticos y los de rayos-X, los del catálogo CIZA. Puede verse en la figura 6.7 que tras quitar los cúmulos CIZA la señal cae prácticamente a cero en todos los casos, salvo para $N_{\text{pix}} = 128$ y 64 , casos en los que todavía es negativa pero poco significativa: $\alpha_{128}^1 = -15 \pm 22 \mu\text{K}$ (0.7σ) y $\alpha_{64}^1 = -18 \pm 31 \mu\text{K}$ (0.6σ), respectivamente. La conclusión principal es entonces que la señal tSZ desaparece al eliminar las galaxias asociadas a cúmulos del análisis, lo que significa que originalmente el tSZ que estábamos detectando provenía de cúmulos de galaxias.

Conclusiones

A continuación se exponen las principales conclusiones, así como los objetivos científicos alcanzados, de manera independiente para cada uno de los cuatro estudios que se han presentado.

Anisotropías primarias y estimación de parámetros cosmológicos

- Se han realizado observaciones con VSA, con una resolución de $11'$, de 33 campos individuales específicamente seleccionados en siete regiones de cielo. Utilizando el programa REDUCE, desarrollado por los miembros de la colaboración, se ha realizado la reducción de 12 de estos campos, mientras que el resto ha sido reducido en las otras dos instituciones del consorcio VSA. Utilizando AIPS, se han construido mapas individuales de cada campo, así como siete mosaicos, de los cuales tres son de siete campos y cuatro de tres campos, cubriéndose un área total de 82 grad^2 . Se han realizado observaciones con el sustractor de fuentes puntuales de las radiofuentes identificadas en un rastreo realizado por el RT, y en los mapas finales se han sustraído aquéllas con flujos medidos por encima de 20 mJy . Se ha demostrado que este nivel de sustracción es suficientemente conservador. Los mapas sustraídos de fuentes puntuales tienen un nivel de sensibilidad de $\approx 7 \text{ mJy/haz}$ ($\approx 17 \mu\text{K}$), y muestran fluctuaciones de $\pm 60 \text{ mJy/haz}$ ($\pm 140 \mu\text{K}$) asociadas a las anisotropías primarias del FCM.
- Las observaciones anteriores han sido utilizadas para derivar el espectro de potencias, en un rango de multipolos $\ell \sim 300 - 1500$, y con una resolución $\Delta\ell \sim 60 - 100$ en la región inferior de este rango y $\Delta\ell \sim 300$ en el extremo opuesto. Este espectro de potencias muestra con claridad los tres primeros picos acústicos, en posiciones $\ell_1 \approx 246$, $\ell_2 \approx 540$ y $\ell_3 \approx 795$ respectivamente, y con amplitudes $\Delta T_1 \approx 6000 \mu\text{K}^2$, $\Delta T_2 \approx 2200 \mu\text{K}^2$ y $\Delta T_3 \approx 2500 \mu\text{K}^2$, compatibles con las predicciones derivadas del modelo estándar. Se observa asimismo la caída de potencia a $\ell \gtrsim 900$, provocada por los efectos de disipación de anisotropías primarias. Se ha realizado una comparación con los espectros de potencias derivados por otros experimentos, tanto en bajos como en altos ℓ , que ha puesto de manifiesto un excelente acuerdo, sobre todo respecto a las formas funcionales de los dos primeros picos, y a la disminución de potencia a altos ℓ .
- El espectro de potencias anterior ha sido utilizado, en combinación con los derivados por WMAP (datos de tercer año), ACBAR, CBI, BOOMERANG y DASI, y con los datos del catálogo 2dFGRS y de observaciones de supernovas de tipo Ia, para obtener estimaciones de parámetros cosmológicos. Se ha restringido la constante de Hubble y la edad del Universo a valores comprendidos respectivamente dentro de los intervalos $40 < H_0 < 100 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$

y $10 < t_0 < 20$ Ga. Se ha considerado inicialmente un Universo plano, sin modos tensoriales y con una componente de materia oscura caliente en forma de neutrinos relativistas, descrito por siete parámetros. En un segundo análisis se ha aumentado el número de grados de libertad mediante la inclusión del índice espectral variable con la escala y de la ecuación de estado de la energía oscura. Los resultados obtenidos en cada uno de estos dos modelos son los siguientes:

- $\Omega_B h^2 = 0.022 \pm 0.001$, $\Omega_{\text{CDM}} h^2 = 0.109 \pm 0.004$, $H_0 = 69.8^{+2.5}_{-2.6}$ km s⁻¹Mpc⁻¹, $\tau = 0.089^{+0.029}_{-0.031}$, $f_\nu < 0.093$, $n_{\text{es}} = 0.951 \pm 0.015$ y $\ln(10^{10} A_{\text{es}}) = 3.01^{+0.06}_{-0.07}$, donde las barras de error corresponden a un nivel de confianza del 68%, mientras que el límite superior de f_ν está referido a un nivel de confianza del 95%. Estos resultados están de acuerdo con los obtenidos en otros otros trabajos, utilizando conjuntos de datos de FCM similares. De manera particular, el valor obtenido para $\Omega_B h^2$ concuerda con las estimaciones derivadas de la nucleosíntesis primordial. Es notorio que el valor obtenido para el índice espectral escalar se encuentra 3σ por debajo del correspondiente a un espectro primordial Harrison-Zel'dovich ($n_{\text{es}} = 1$).
- $\Omega_B h^2 = 0.021 \pm 0.001$, $\Omega_{\text{CDM}} h^2 = 0.117^{+0.010}_{-0.009}$, $H_0 = 68.5^{+2.7}_{-2.9}$ km s⁻¹Mpc⁻¹, $\tau = 0.093^{+0.033}_{-0.032}$, $f_\nu < 0.109$, $w = -1.09^{+0.12}_{-0.16}$, $n_{\text{es}} = 0.906^{+0.042}_{-0.038}$, $n_{\text{ve}} = -0.032^{+0.029}_{-0.025}$ y $\ln(10^{10} A_{\text{es}}) = 3.04 \pm 0.07$. Por lo tanto la inclusión de n_{ve} y f_ν en este modelo no provoca diferencias con los resultados anteriores superiores a $\sim 1\sigma$, excepto en el caso de n_{es} , que ahora tiene un valor menor, aunque con una barra de error mayor.

Efecto SZ en cúmulos de galaxias

- Se han realizado observaciones de VSA, con una resolución de 11', en siete cúmulos de galaxias: A399, A401, A478, A1795, A2142, A2244 y Coma. Se han reducido todas las observaciones, así como las observaciones del sustractor sobre las fuentes previamente seleccionadas. Se han obtenido mapas limpios de cada cúmulo individualmente, mientras que las observaciones de A399 y A401 se han utilizado para construir un mosaico. Los flujos medidos por el sustractor están de acuerdo con los valores detectados en las posiciones de las fuentes puntuales en los mapas, teniendo en cuenta el nivel de incertidumbre que introducen las distintas fuentes de error. En los mapas finales, sustraídos de fuentes puntuales, se observa una clara contaminación del FCM primordial, alcanzando un nivel máximo de $5\sigma_n$. No obstante en todos los cúmulos, a excepción de A399 y A2244, se observan efectos SZ con claridad. Las detecciones en A401, A478, A1795, A2142 y Coma tienen niveles de significación de 4.4, 9.0, 8.7, 6.8 y $5.5\sigma_n$, respectivamente.
- Para llevar a cabo la caracterización estructural de estos cúmulos de galaxias se ha recurrido a imágenes de rayos-X, que tienen una resolución angular superior a las imágenes de SZ de VSA. Se han identificado en la base de datos de ROSAT-PSPC todas las observaciones disponibles. En los cúmulos que tienen varias observaciones se ha construido un mosaico. Estas imágenes han sido utilizadas para ajustar la estructura del cúmulo según un modelo de elipsoide triaxial con un perfil β para la densidad. Este modelo tiene siete grados de libertad y se ha empleado en el ajuste una estadística Poissoniana y un método *downhill simplex*. Los resultados están de acuerdo con los obtenidos en otros trabajos.
- Se han ajustado los perfiles de SZ en el plano de apertura utilizando un modelo análogo al anterior. De los siete parámetros que describen este modelo, seis se fijaron en los valores determinados a partir de las imágenes de rayos-X, y se ajustó el decremento central de temperatura, utilizando un método de máxima verosimilitud. Se comprobó que los datos de VSA, en comparación con los de otros experimentos de mayor resolución angular, están fuertemente afectados por el FCM primordial, especialmente en las líneas de base más cortas. Por ello, en los ajustes se consideró el término de la varianza de muestreo del FCM, que se sumó en

cuadratura al ruido instrumental. Los decrementos centrales de temperatura obtenidos son -474 ± 124 , -1439 ± 205 , -762 ± 135 , -956 ± 163 y $-499 \pm 82 \mu\text{K}$, respectivamente en los cúmulos A401, A478, A1795, A2142 y Coma.

- A partir de los decrementos centrales obtenidos se han realizado estimaciones sobre las masas de gas de los cúmulos. Con estimaciones de las masas totales, obtenidas suponiendo equilibrio hidrostático, se han determinado las fracciones de gas. Los valores en los cinco cúmulos con detecciones claras están de acuerdo con los resultados obtenidos en otros trabajos. El promedio ponderado sobre estos cinco cúmulos es $\bar{f}_{\text{gas}}^{\text{SZ}} = 0.074 \pm 0.014 h^{-1}$.
- A partir de los resultados anteriores para la fracción de gas se ha obtenido una estimación de la densidad de materia del Universo. Para ello se ha considerado el valor de Ω_{B} determinado por la nucleosíntesis primordial, una fracción de masa estelar igual a la estimada en el cúmulo de Coma por otros autores ($M_{\text{gal}}/M_{\text{T}} = 0.009 \pm 0.003$), un valor constante $\Upsilon=0.9$ que relaciona la densidad de materia bariónica en escalas de cúmulos con la Universal y un valor $h = 0.73$ para la constante de Hubble normalizada. El promedio ponderado sobre los cinco cúmulos con detecciones claras es $\bar{\Omega}_{\text{M}} = 0.27 \pm 0.10$. Este resultado supone un excelente acuerdo con las estimaciones obtenidas mediante otros métodos y con el valor derivado anteriormente mediante las observaciones de FCM primordial. La barra de error se encuentra dominada por la incertidumbre en la fracción de masa estelar, por lo tanto un promedio sobre un número mayor de cúmulos no podría mejorar significativamente la precisión de la medida.
- Las diferentes formas funcionales de los perfiles de emisividad de rayos-X y del efecto SZ permiten una estimación de la constante de Hubble combinando ambas medidas. Los valores obtenidos individualmente en cada cúmulo presentan elevadas barras de error y una alta dispersión, debido fundamentalmente a la incertidumbre que introduce el FCM primordial en nuestros datos. Sin embargo, cuando se comparan las medidas dos a dos todas se encuentran a menos de 1σ de cualquier otra. El promedio ponderado, obtenido utilizando los cinco cúmulos con detecciones claras, es $H_0 = 86_{-32}^{+30} \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ para un modelo cosmológico ΛCDM . Aunque su barra de error es elevada, este resultado está de acuerdo con el valor aceptado de manera estándar y con el valor obtenido anteriormente mediante las observaciones de FCM primordial. Las barras de error indicadas incluyen sólo errores estadísticos. Se ha estimado que la barra de error asociada a errores sistemáticos es un $\sim 18\%$ del valor estimado. Por lo tanto, previsiblemente aumentando el número de cúmulos de la muestra se reducirían significativamente los errores estadísticos y se lograría una medida mucho más precisa.

Efecto SZ extendido en el supercúmulo Corona Borealis

- Se seleccionó el supercúmulo de galaxias CrB para observación con VSA. Se definió la estrategia de observación consistente en 11 apuntados y se identificaron las fuentes puntuales presentes en la región de observación. Se programaron todas las observaciones y se redujeron todos los datos. Se sustrajeron todas las fuentes puntuales con flujos medidos por encima de 50 mJy. Se demostró que este nivel de sustracción es suficientemente conservador y que de forma general estas radiofuentes no afectan significativamente a los resultados obtenidos. Las observaciones cubren en total un área de 24 grad^2 . Se construyeron mapas de cada apuntado individual y un mosaico de la región central del supercúmulo. El nivel de sensibilidad alcanzado es de $\approx 12 \text{ mJy/haz}$.
- Se analizaron las posibles señales SZ originadas por cúmulos de galaxias individuales en la región. En el mosaico final se observa una clara contaminación del FCM primordial. Sin embargo, se observan valores negativos de flujo en las posiciones de los 10 cúmulos de galaxias más ricos de la región. En las posiciones de A2061 y A2065, los dos cúmulos con mayores luminosidades en rayos-X de la muestra, se observan decrementos a un nivel de 2σ (donde σ

contiene la suma en cuadratura de las barras de error del ruido térmico, el FCM primordial y las fuentes residuales; $3\sigma_n$ si se considera sólo ruido térmico). Si se combinan ponderadamente las detecciones individuales en los cúmulos miembros del supercúmulo se obtiene una detección estadística -24.4 ± 9.2 mJy/haz (2.7σ), o bien -22.7 ± 5.5 mJy/haz ($4.1\sigma_n$) cuando sólo se considera el ruido térmico. Añadiendo los cúmulos A2069 y A2073, que se encuentran en la región de observación aunque no pertenecen al supercúmulo, se obtiene respectivamente -24.8 ± 8.1 mJy/haz (3.0σ) y -24.3 ± 4.8 mJy/haz ($5.1\sigma_n$).

- En el mosaico final se observan cuatro prominentes decrementos negativos, con niveles de señal a ruido 6, 10, 5 y 5, y denominados respectivamente B, H, I y J. Sus flujos son respectivamente -70 ± 12 mJy/haz (-157 ± 27 μ K), -103 ± 11 mJy/haz (-230 ± 24 μ K), -93 ± 20 mJy/haz (-209 ± 44 μ K) y -88 ± 17 mJy/haz (-198 ± 39 μ K). El decremento I se encuentra en una región con una alta concentración de cúmulos de galaxias, que podrían tener una importante contribución a través del efecto SZ. Los decrementos más interesantes son el B, por su gran extensión angular, y el H, por ser el más intenso. En principio, podrían ser anisotropías de FCM primordial anormalmente intensas, o bien señales SZ provocadas por cúmulos de galaxias desconocidos o por una concentración de gas difuso templado/caliente. Se analizaron por separado estas tres posibilidades.
 - Anisotropías primarias de FCM. Se llevaron a cabo 5000 simulaciones de Monte Carlo de observaciones de VSA, añadiendo FCM primordial, ruido térmico y fuentes residuales. Se determinó que los decrementos B y J son compatibles con FCM primordial. En el caso del decremento I la probabilidad es algo menor, mientras que la probabilidad de que el decremento H sea generado por FCM primordial es sólo del 0.38 %.
 - Efecto SZ provocado por cúmulos de galaxias. Se estimó la masa mínima que debe tener un cúmulo para provocar un decremento SZ al menos tan intenso como el H. Se determinó que el número de cúmulos en una región de área igual a la observada con masas superiores a ese límite es 0.2 y 0.3, cuando se utilizan respectivamente las funciones de masas de PS y ST.
 - Efecto SZ provocado por gas difuso templado/caliente. Se analizó el mapa de la banda R6 de ROSAT XRT/PSPC *All-Sky Survey* en busca de posibles señales de emisión difusa de rayos-X en la región del decremento H. A partir de la ausencia de una señal significativa se derivaron ciertas hipótesis sobre la forma de una hipotética estructura de gas difuso que provocara un efecto SZ como el observado en el mosaico de VSA, sin una emisión detectable en el mapa de ROSAT. Se determinó que lo más plausible es un filamento elongado en la dirección de la línea de visión. Se concluyó que en el rango de temperaturas típicas del MITC ($T_e \sim 0.01 - 1$ keV) no es posible un decremento SZ como el observado sin una emisión de rayos-X detectable. Sólo cabe la posibilidad por lo tanto de una contribución parcial de efecto SZ. Un filamento con una temperatura $T_e \approx 0.7$ keV, una profundidad $L \approx 43$ Mpc y una sobredensidad bariónica $\delta\rho_B/\langle\rho_B\rangle \approx 800$ produciría una señal de rayos-X por debajo del nivel de ruido del mapa de ROSAT, y una señal SZ de ≈ 120 μ K, aproximadamente igual a la mitad del decremento observado.
- Por lo tanto, para explicar el flujo total observado en el decremento H se necesita una combinación de FCM primordial y de un efecto SZ de una región filamentosa localizada en la región del supercúmulo. Esta estructura filamentosa debería tener una masa de gas aproximadamente igual al 10 % de la masa bariónica total del supercúmulo.

Efecto SZ extendido en los datos de todo el cielo de WMAP

- Se analizó el mapa de la banda W (la de mayor resolución angular) de WMAP (datos de primer año) en busca de evidencias de efecto SZ extendido. Para ello se consideró que la señal

presente en el mapa de WMAP es principalmente una suma de FCM primordial, ruido y señal SZ, de forma que el objetivo fue cuantificar la contribución relativa de la última componente. Bajo la hipótesis de que las galaxias son un buen trazador del gas caliente que generaría el efecto SZ extendido, se utilizó el catálogo 2MASS para construir una plantilla modelo que fue correlacionada con el mapa de WMAP. Cada píxel de la plantilla tiene un valor igual al número de galaxias contenidas en él. Se aplicó un método estadístico de comparación píxel a píxel entre la plantilla y el mapa. Los píxeles fueron ordenados según sus valores en la plantilla, y agrupados en parches, de tal forma que los primeros parches corresponden a la mayor densidad proyectada de galaxias.

- Los parches de menor orden, esto es, con la mayor densidad proyectada de galaxias, muestran una contribución significativa de efecto SZ. En los 27 grad² del cielo con la mayor densidad de galaxias se obtuvo una señal de $-33 \pm 7 \mu\text{K}$ (4.6σ). Se comprobó sin embargo que esta señal se diluye en los parches de mayor orden.
- Con el objetivo de estudiar la dependencia espectral de la señal anterior, se repitió el análisis utilizando las otras cuatro bandas de WMAP. En las bandas K y Ka no se obtuvo detección, como consecuencia del mayor tamaño de su haz, que diluye la señal, o bien de la alta contaminación galáctica que poseen sus mapas. En las bandas Q y V sí se obtuvieron detecciones, aunque menos significativas que en la W. La señal en las bandas Q, V y W sigue una dependencia espectral generalmente compatible con efecto SZ.
- Aunque se utilizaron en el análisis los mapas limpios de contaminantes galácticos, construidos por el equipo de WMAP, se realizó un análisis para cuantificar una posible contribución de contaminantes galácticos residuales a la señal encontrada. Para ello se construyó una plantilla de contaminantes galácticos sumando las contribuciones de emisión sincrotrón, libre-libre y de polvo a la frecuencia de la banda W. Se llevaron a cabo simulaciones de Monte-Carlo de FCM primordial, añadiendo en cada caso esta plantilla de contaminantes, y calculando en cada parche la correlación con la plantilla de galaxias. Este análisis determinó que los contaminantes residuales no tienen efecto sobre la señal obtenida.
- Se llevó a cabo un análisis destinado a cuantificar la extensión angular de las estructuras que producen la señal SZ detectada. Para ello se aplicaron rotaciones a la plantilla de galaxias en la dirección de la longitud galáctica, y se repitió el análisis en cada caso. Este estudio determinó que las extensiones angulares típicas son del orden $\sim 40 - 50'$.
- Con el objetivo de estimar en qué proporción la señal está provocada por efectos SZ originados en cúmulos de galaxias, se eliminaron de la plantilla las galaxias asociadas a cúmulos. En primer lugar se consideraron catálogos ópticos de cúmulos de galaxias, y la señal en los 27 grad² del cielo con mayor densidad de galaxias disminuyó hasta $-15 \pm 7 \mu\text{K}$ (2.1σ). Eliminando además los cúmulos presentes en una serie de catálogos de rayos-X, la señal disminuyó hasta $-9 \pm 6 \mu\text{K}$ (1.4σ). Sin embargo, la señal en los 0.8 grad² con mayor densidad de galaxias es más significativa: $-98 \pm 34 \mu\text{K}$ (2.8σ).
- Se encontró finalmente que esta señal residual provenía de cúmulos situados a baja latitud galáctica ausentes en los catálogos ópticos y de rayos-X considerados inicialmente. Eliminando estos cúmulos la señal disminuyó finalmente a niveles no significativos, con lo que se determinó que la señal SZ detectada en un inicio provenía principalmente de cúmulos de galaxias y no de estructuras extendidas.

A

Acrónimos

A continuación se especifican los significados de los principales acrónimos (y otros términos) utilizados a lo largo de esta tesis:

ACBAR	Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver (véase http://cosmology.berkeley.edu/group/swlh/acbar/)
ACO	Catálogo de cúmulos de galaxias (Abell, Corwin & Olowin, 1989)
ACT	Atacama Cosmology Telescope (véase http://www.hep.upenn.edu/~angelica/act/act.html)
AGC	Automatic Gain Control
AGN	Active Galactic Nucleus
AIPS	Astronomical Image Processing System (véase http://www.aoc.nrao.edu/aips/)
AMI	Arcminute Microkelvin Imager (véase http://www.mrao.cam.ac.uk/telescopes/ami/)
AMiBA	Array for Microwave Background Anisotropy (véase http://amiba.asiaa.sinica.edu.tw/)
APEX	Atacama Pathfinder EXperiment (véase http://www.apex-telescope.org/ y http://bolo.berkeley.edu/apexsz/)
APM	Automatic Plate Measuring (Dalton et al., 1997)
ARCHEOPS	Experimento de FCM (véase http://www.archeops.org/)
ASCA	Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics (véase http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/asca/)
ATCA	Australia Telescope Compact Array (véase http://www.narrabri.atnf.csiro.au/)
BIMA	Berkeley-Illinois-Maryland-Association (véase http://bima.astro.umd.edu/)
BOLOCAM	Cámara bolométrica milimétrica instalada en el CSO (véase http://www.cso.caltech.edu/bolocam/)

BOOMERANG	Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation ANd Geomagnetism (véase http://cmb.phys.cwru.edu/boomerang/)
CAG	Cavendish Astrophysics Group (http://www.mrao.cam.ac.uk/)
CAMB	Programa para el cómputo del espectro de potencias de FCM (Lewis et al. 2000; http://camb.info/)
CARMA	Combined ARray for Millimeter Astronomy (véase http://www.mmarray.org/)
CBI	Cosmic Background Imager (véase http://www.astro.caltech.edu/~tjp/CBI/)
CDM	Cold Dark Matter
SCDM	Standard CDM
OCDM	Open CDM
Λ CDM	CDM con constante cosmológica
Chandra	Satélite de rayos-X, cuyo nombre es debido a S. Chandrasekhar (véase http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/chandra/chandra.html)
Chilbolton-25m	Radiotelescopio de 25 m del Chilbolton Observatory (véase http://www.chilbolton.rl.ac.uk/facilities.htm)
CHRA	Corrugated Horn Reflector Antenna
CIZA	Clusters In the Zone of Avoidance (Ebeling et al., 2002)
CMBFAST	Programa para el cómputo del espectro de potencias de FCM (Seljak & Zaldarriaga 1996; http://cfa-www.harvard.edu/~mzaldarr/CMBFAST/cmbfast.html)
COBE	COsmic Background Explorer satellite (véase http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/)
COBE-DIRBE	COBE Diffuse InfraRed Background Experiment (véase http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dirbe_overview.cfm)
COBE-DMR	COBE Differential Microwave Radiometer (véase http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dmr_overview.cfm)
COBE-FIRAS	COBE Far InfraRed Absolute Spectrophotometer (véase http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/firas_overview.cfm)
COSMOSOMAS	COSMOlogical Structures On Medium Angular Scales (véase http://www.iac.es/project/cmb/cosmosomas/index_esp.php)
CSO	Caltech Submillimeter Observatory (véase http://www.cso.caltech.edu/)
DASI	Degree Angular Scale Interferometer (véase http://astro.uchicago.edu/dasi/)
DIABOLO	Cámara bolométrica milimétrica instalada en el IRAM-30m
Effelsberg-100m	Radiotelescopio de 100 m del Instituto Max Planck (véase http://www.mpifr-bonn.mpg.de/div/effelsberg/)
FCM	Fondo Cósmico de Microondas
FET	Field Effect Transistor
FWHM	Full Width Half Maximum
GB6	Green Bank 6cm radio source catalog (Gregory et al., 1996)
GINGA	“Galaxia” en japonés. Satélite de rayos-X (véase http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/ginga/ginga.html)
HEAO-1	High Energy Astrophysical Observatory-1 (véase http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/hea01/hea01.html)
HEAO-2	o Einstein (véase http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/einstein/hea02.html)
HEASARC	High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (http://heasarc.gsfc.nasa.gov/)

HEMT	High Electron Mobility Transistor
HST	Hubble Space Telescope (http://hubble.nasa.gov/index.php)
IDL	Interactive Data Language (http://rsinc.com/idl/)
IF	Intermediate Frequency
IRAM	Instituto de RadioAstronomía Milimétrica (http://www.iram.es/)
IRAS	InfraRed Astronomical Satellite (véase http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/iras/)
IRTF	InfraRed Telescope Facility (véase http://irtfweb.ifa.hawaii.edu/)
JBO	Jodrell Bank Observatory (http://www.jb.man.ac.uk/)
LAMBDA	Legacy Archive for Microwave Background Data Analysis (http://lambda.gsfc.nasa.gov/)
LO	Local Oscillator
MADCOW	Microwave Anisotropy Dataset Computational sOftWare (http://www.mrao.cam.ac.uk/software/madcow/)
MAXIMA	Millimeter-wave Anisotropy eXperiment IMaging Array (véase http://cfpa.berkeley.edu/group/cmb/)
MBAC	Millimeter Bolometer Array Camera. Será instalada en el ACT (véase http://www.hep.upenn.edu/~angelica/act/telescope.html)
MCMC	Markov Chain Monte Carlo
MITC	Medio Intergaláctico Templado Caliente o WHIM (Warm Hot Intergalactic Medium)
MITO	Millimeter and Infrared Testagrigia Observatory (véase http://oberon.roma1.infn.it/mitonew/index.htm)
Mk II	Radiotelescopio del JBO (véase http://www.jb.man.ac.uk/public/story/mk2.html)
MSAM1	Medium Scale Anisotropy Measurement 1 (véase http://topweb.gsfc.nasa.gov/msam1.html)
NED	NASA (National Aeronautics and Space Administration) Extragalactic Database (http://nedwww.ipac.caltech.edu/)
Nobeyama-45m	Radiotelescopio de 45 m del Nobeyama Radio Observatory (véase http://www.nro.nao.ac.jp/45m/45m-e.html)
NORAS	NORthern ROSAT All-Sky galaxy cluster survey catalog (Böhringer et al., 2000)
NRAO	National Radio Astronomy Observatory (http://www.nrao.edu/)
NVSS	NRAO VLA Sky Survey (Condon et al., 1998)
OVRO	Owens Valley Radio Observatory (http://www.ovro.caltech.edu/)
PIMMS	Portable, Interactive Multi-Mission Simulator (véase http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/tools/pimms.html)
PLANCK	Satélite de FCM de la ESA (European Space Agency), cuyo lanzamiento está previsto para 2007 (véase http://www.rssd.esa.int/index.php?project=Planck)
PS	Función de masas de Press & Schechter (1974)
RJ	Rayleigh-Jeans
RMS	Root Mean Square
ROSAT	Röntgen SATellite (véase http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/)
ROSAT-BCS	ROSAT Brightest Cluster Sample (Ebeling et al., 1998, 2000)
ROSAT-HRI	ROSAT High Resolution Imager
ROSAT-PSPC	ROSAT Position Sensitive Proportional Counters
ROSAT-XRT/PSPC	ROSAT X-Ray Telescope PSPC

RT	Ryle Telescope (véase http://www.mrao.cam.ac.uk/telescopes/ryle/index.html)
SC-CrB	Supercúmulo Corona Borealis
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
SEST	Swedish ESO (European Southern Observatory) Submillimeter Telescope (véase http://www.ls.eso.org/lasilla/Telescopes/SEST/)
SPT	South Pole Telescope (véase http://spt.uchicago.edu/)
ST	Función de masas de Sheth & Tormen (1999)
SUD	Superficie de Última Dispersión
SuZIE	Sunyaev-Zel'dovich Infrared Experiment. Instalado en el CSO (véase http://www.stanford.edu/~schurch/suzie.html)
SZ	Sunyaev-Zel'dovich
kSZ	Kinetic Sunyaev-Zel'dovich
tSZ	thermal Sunyaev-Zel'dovich
SZA	Sunyaev-Zel'dovich Array (véase http://astro.uchicago.edu/sza/)
TENERIFE	Experimento de FCM (véase http://www.iac.es/project/cmb/rad/index_esp.php)
UHURU	“Libertad” en swahili. Small Astronomy Satellite-1 (SAS-1) (véase http://heasarc.nasa.gov/docs/uhuru/uhuru.html)
UKIRT	United Kingdom InfraRed Telescope (véase http://www.jach.hawaii.edu/UKIRT/)
VLA	Very Large Array (véase http://www.vla.nrao.edu/)
VSA	Very Small Array (véase http://www.iac.es/project/cmb/vsa/index_esp.php)
WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (véase http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/)
XBACs	X-ray Brightest Abell Clusters
XMM-Newton	X-ray Multi-mirror Mission Newton (véase http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/xmm.html)
2dFGRS	2-Degree Field Galaxy Redshift Survey (Cole et al., 2005)
2MASS	2-Micron All Sky Survey (Jarrett et al., 2003)

B

Bibliografía

- Abell, G. O. 1958, ApJS, 3, 211
- Abell, G. O. 1961, AJ, 66, 607
- Abell, G. O., Corwin, H. G., & Olowin, R. P. 1989, ApJS, 70, 1
- Abbott, L. F., & Wise, M. B. 1984, ApJ, 282, L47
- Adams, W. S. 1941, ApJ, 93, 11
- Afshordi, N., Loh, Y.-S., & Strauss, M. A. 2004, Phys. Rev. D, 69, 083524
- Aghanim, N., Górski, K. M., & Puget, J. L. 2001, A&A, 374, 1
- Ahmad, Q. R., et al. 2002, Phys. Rev. Lett., 89, 011301
- Alpher, R. A., & Herman, R. 1948, Nature, 162, 774
- Alpher, R. A., & Herman, R. C. 1949, Phys. Rev., 75, 1089
- Ameglio, S., Borgani, S., Diaferio, A., & Dolag, K. 2006, MNRAS, 369, 1459
- Ami Collaboration, et al. 2006, MNRAS, 369, L1
- Andernach, H., Wielebinski, R., Schallwisch, D., & Sholomitskii, G. B. 1983, A&A, 124, 326
- Anders, E. & Grevesse, N. 1989, Geochim. Cosmochim. Acta, 53, 197
- Anderson, M., Rudnick, L., Leppik, P., Perley, R., & Braun, R. 1991, ApJ, 373, 146
- Andreani, P., et al. 1996, ApJ, 459, L49
- Atrio-Barandela, F., Mückel, J. P. 1999, ApJ, 515, 465
- Baars, J. W. M., Genzel, R., Pauliny-Toth, I. I. K., & Witzel, A. 1977, A&A, 61, 99
- Bagchi, J., Enßlin, T. A., Miniati, F., Stalin, C. S., Singh, M., Raychaudhury, S., & Humeshkar, N. B. 2002, NewA, 7, 249
- Bahcall, N. A., & Soneira, R. M. 1984, ApJ, 277, 27
- Bahcall, N. A., Gramann, M., & Cen, R. 1994, ApJ, 436, 23
- Banday, A. J., Gorski, K. M., Bennett, C. L., Hinshaw, G., Kogut, A., & Smoot, G. F. 1996, ApJ, 468, L85
- Bardelli, S., Zucca, E., Malizia, A., Zamorani, G., Scaramella, R., & Vettolani, G. 1996, A&A, 305, 435
- Battistelli, E. S., et al. 2003, ApJ, 598, L75

- Battistelli, E. S., et al. 2006, *ApJ*, 645, 826
- Battye, R. A., & Weller, J. 2003, *Phys. Rev. D*, 68, 083506
- Batuski, D. J., & Burns, J. O. 1985, *AJ*, 90, 1413
- Bennett, C. L., Hinshaw, G., Banday, A., Kogut, A., Wright, E. L., Loewenstein, K., & Cheng, E. S. 1993, *ApJ*, 414, L77
- Bennett, C. L., et al. 1996, *ApJ*, 464, L1
- Bennett, C. L., et al. 2003a, *ApJS*, 148, 1
- Bennett, C. L., et al. 2003b, *ApJS*, 148, 97
- Benoît, A., et al. 2003a, *A&A*, 399, L19
- Benoît, A., et al. 2003b, *A&A*, 399, L25
- Benson, B. A., et al. 2003, *ApJ*, 592, 674
- Bietenholz, M. F., Kronberg, P. P., Hogg, D. E., & Wilson, A. S. 1991, *ApJ*, 373, L59
- Birkinshaw, M., Gull, S. F., & Northover, K. J. E. 1981a, *MNRAS*, 197, 571
- Birkinshaw, M., Gull, S. F., & Moffet, A. T. 1981b, *ApJ*, 251, L69
- Birkinshaw, M., Hughes, J. P., & Arnaud, K. A. 1991, *ApJ*, 379, 466
- Birkinshaw, M., & Hughes, J. P. 1994, *ApJ*, 420, 33
- Birkinshaw, M., 1999, *Phys Rep*, 310, 97
- Blanchard, A., & Schneider, J. 1987, *A&A*, 184, 1
- Böhringer, H., et al. 2000, *ApJS*, 129, 435
- Bonamente, M., Joy, M. K., LaRoque, S. J., Carlstrom, J. E., Reese, E. D., & Dawson, K. S. 2006, *ApJ*, 647, 25
- Bond, J. R., Efstathiou, G., & Silk, J. 1980, *Phys. Rev. Lett.*, 45, 1980
- Bond, J. R., Jaffe, A. H., & Knox, L. 2000, *ApJ*, 533, 19
- Bondi, H., & Gold, T. 1948, *MNRAS*, 108, 252
- Boughn, S. P., & Jahoda, K. 1993, *ApJ*, 412, L1
- Boughn, S. P. 1999, *ApJ*, 526, 14
- Briel, U. G., & Henry, J. P. 1995, *A&A*, 302, L9
- Bristow, P. D., & Phillipps, S. 1994, *MNRAS*, 267, 13
- Burles, S., Nollett, K. M., & Turner, M. S. 2001, *ApJ*, 552, L1
- Carlstrom, J. E., Joy, M., & Grego, L. 1996, *ApJ*, 456, L75
- Carlstrom, J. E., et al. 2000, *Phys. Scr. Vol. T*, 85, 148
- Carlstrom, J. E., Holder, J. P., & Reese, E. D. 2002, *ARA&A*, 40, 643
- Carroll, S. M., Press, W. H., & Turner, E. L. 1992, *ARA&A*, 30, 499
- Cavaliere, A. & Fusco-Femiano, R. 1976, *A&A*, 49, 137
- Cavaliere, A., Danese, L., & de Zotti, G. 1979, *A&A*, 75, 322
- Cen, R., & Ostriker, J. P. 1993, *ApJ*, 417, 404
- Cen, R. & Ostriker, J. P. 1999, *ApJ*, 514, 1
- Cen, R. & Ostriker, J. P. 2006a, astro-ph/0601008. Enviado a *ApJ*
- Cen, R. & Fang, T. 2006b, astro-ph/0601009. Enviado a *ApJ*

- Challinor, A., & Lasenby, A. 1998, *ApJ*, 499, 1
- Chase, S. T., Joseph, R. D., Robertson, N. A., & Ade, P. A. R. 1987, *MNRAS*, 225, 171
- Christensen, N., Meyer, R., Knox, L., & Luey, B. 2001, *Classical and Quantum Gravity*, 18, 2677
- Clark, B. G. 1980, *A&A*, 89, 377
- Cleary, K. A., et al. 2005, *MNRAS*, 360, 340
- Cole, S., et al. 2005, *MNRAS*, 362, 505
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., Yin, Q. F., Perley, R. A., Taylor, G. B., & Broderick, J. J. 1998, *AJ*, 115, 1693
- Cornwell, T. J., & Evans, K. F. 1985, *A&A*, 143, 77
- Dalton, G. B., Maddox, S. J., Sutherland, W. J., & Efstathiou, G. 1997, *MNRAS*, 289, 263
- Davé, R., et al. 2001, *ApJ*, 552, 473
- David, L. P., Slyz, A., Jones, C., Forman, W., Vrtilik, S. D., & Arnaud, K. A. 1993, *ApJ*, 412, 479
- Davies, R. D., et al. 1987, *Nature*, 326, 462
- Davies, R. D., et al. 1996, *MNRAS*, 278, 883
- Dawson, K. S., Holzappel, W. L., Carlstrom, J. E., Joy, M., & LaRoque, S. J. 2006, *ApJ*, 647, 13
- Day, C. S. R., Fabian, A. C., Edge, A. C., & Raychaudhury, S. 1991, *MNRAS*, 252, 394
- de Bernardis, P., et al. 2000, *Nature*, 404, 955
- de Grandi, S., et al. 1999, *ApJ*, 514, 148
- De Petris, M., et al. 2002, *ApJ*, 574, L119
- Dekel, A. 1994, *ARA&A*, 32, 371
- Désert, F.-X., et al. 1998, *NewA*, 3, 655
- Diaferio, A., Nusser, A., Yoshida, N., & Sunyaev, R. A. 2003, *MNRAS*, 338, 433
- Dicke, R. H., Peebles, P. J. E., Roll, P. G., & Wilkinson, D. T. 1965, *ApJ*, 142, 414
- Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, 28, 215
- Dickinson, C., et al. 2004, *MNRAS*, 353, 732
- Diego, J. M., Martínez-González, E., Sanz, J. L., Benitez, N., & Silk, J. 2002, *MNRAS*, 331, 556
- Diego, J. M., Silk, J., & Sliwa, W. 2003, *MNRAS*, 346, 940
- Dodelson, S., Gates, E., & Stebbins, A. 1996, *ApJ*, 467, 10
- Dolag, K., Hansen, F. K., Roncarelli, M., & Moscardini, L. 2005, *MNRAS*, 363, 29
- Draine, B. T., & Lazarian, A. 1998, *ApJ*, 494, L19
- Ebeling, H., et al. 1998, *MNRAS*, 301, 881
- Ebeling, H., Edge, A. C., Allen, S. W., Crawford, C. S., Fabian, A. C., & Huchra, J. P. 2000, *MNRAS*, 318, 333
- Ebeling, H., Mullis, C. R., & Tully, R. B. 2002, *ApJ*, 580, 774
- Einasto, M., Tago, E., Jaaniste, J., Einasto, J., & Andernach, H. 1997, *A&AS*, 123, 119
- Einasto, M., Einasto, J., Tago, E., Müller, V., & Andernach, H. 2001, *AJ*, 122, 2222
- Einasto, J., et al. 2006, astro-ph/0603764. Enviado a *A&A*
- Evrard A. E. 1997, *MNRAS*, 292, 289
- Fabian, A. C., Peres, C. B., & White, D. A. 1997, *MNRAS*, 285, L35

- Femenía, B., 1998, Tesis Doctoral: “Millimetric Ground-Based Observations of CMB Anisotropy”, Universidad de La Laguna
- Fermi, E. 1949, *Phys.Rev.*, 75, 1169
- Fernández-Cerezo, S., 2005, Tesis Doctoral: “Emisión Galáctica Difusa y Medida de Anisotropías en la Radiación Cósmica de Microondas en Escalas Angulares Intermedias”, Universidad de La Laguna
- Fernández-Cerezo, S., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 15
- Finkbeiner, D. P., Davis, M., & Schlegel, D. J. 1999, *ApJ*, 524, 867
- Finkbeiner, D. P. 2003, *ApJS*, 146, 407
- Finoguenov, A., Briel, U. G., & Henry, J. P. 2003, *A&A*, 410, 777
- Fixsen, D. J., Cheng, E. S., Gales, J. M., Mather, J. C., Shafer, R. A., & Wright, E. L. 1996, *ApJ*, 473, 576
- Fosalba, P., Gaztañaga, E., & Castander, F. J. 2003, *ApJ*, 597, L89
- Freedman, W. L. et al. 2001, *ApJ*, 553, 47
- Fujita, Y., Koyama, K., Tsuru, T., & Matsumoto, H. 1996, *PASJ*, 48, 191
- Fukuda, S., et al. 2002, *Phys. Lett. B*, 539, 179
- Fukugita, M., Hogan, C. J., & Peebles, P. J. E. 1998, *ApJ*, 503, 518
- Fukugita, M., & Peebles, P. J. E. 2004, *ApJ*, 616, 643
- Gamow, G. 1946, *Phys. Rev.*, 70, 572
- Génova-Santos, R., et al. 2005, *MNRAS*, 363, 79
- Gilks, W. R., Richardson, S., & Spiegelhalter, D. J. 1996, *Markov Chain Monte Carlo in Practice*, Chapman and Hall, London
- Goldstein, J. H., et al. 2003, *ApJ*, 599, 773
- Górski, K.M., Hivon, E. & Wandelt, B.D., 1999, in *Evolution of the Large Scale Structure*, ed. A.J. Banday, R.K. Sheth, & L.A.N. da Costa, (Enschede: PrintPartners Ipskamp), 37
- Grainge, K., Grainger, W. F., Jones, M. E., Kneissl, R., Pooley, G. G., & Saunders, R. 2002a, *MNRAS*, 329, 890
- Grainge, K., Jones, M. E., Pooley, G., Saunders, R., Edge, A., Grainger, W. F., & Kneissl, R. 2002b, *MNRAS*, 333, 318
- Grainge, K., et al. 2003, *MNRAS*, 341, L23
- Grainger, W. F., Das, R., Grainge, K., Jones, M. E., Kneissl, R., Pooley, G. G., & Saunders, R. D. E. 2002, *MNRAS*, 337, 1207
- Grego, L., et al. 2001, *ApJ*, 552, 2
- Gregory, P. C., Scott, W. K., Douglas, K., & Condon, J. J. 1996, *ApJS*, 103, 427
- Greisen E., ed., 1994, *AIPS Cookbook*. NRAO, Green Bank, WV
- Gull, S. F., & Northover, K. J. E. 1976, *Nature*, 263, 572
- Gunn, J. E., & Peterson, B. A. 1965, *ApJ*, 142, 1633
- Guth, A. H. 1981, *Phys. Rev. D*, 23, 347
- Gutiérrez, C. M., 1992, Tesis Doctoral: “Anisotropía de la Radiación Cósmica de Microondas en Escalas Angulares Intermedias”, Universidad de La Laguna
- Gutiérrez, C. M., Rebolo, R., Watson, R. A., Davies, R. D., Jones, A. W., & Lasenby, A. N. 2000, *ApJ*, 529, 47

- Haffner, L. M., Reynolds, R. J., Tufte, S. L., Madsen, G. J., Jaehnig, K. P., & Percival, J. W. 2003, *ApJS*, 149, 405
- Haig, D. J., et al. 2004, *Proc. SPIE*, 5498, 78
- Halverson, N. W., et al. 2002, *ApJ*, 568, 38
- Hallman, E. J., Burns, J. O., Motl, P. M., & Norman, M. L. 2005, astro-ph/0510745. Enviado a *ApJ*
- Hanany, S., et al. 2000, *ApJ*, 545, L5
- Harrison, E. R. 1970, *Phys. Rev. D*, 1, 2726
- Harrison, D. L., et al. 2000, *MNRAS*, 316, L24
- Hartmann, D., & Burton, W. B. 1997, *Atlas of Galactic Neutral Hydrogen*, Cambridge University Press, Cambridge
- Haslam, C. G. T., Klein, U., Salter, C. J., Stoffel, H., Wilson, W. E., Cleary, M. N., Cooke, D. J., & Thomasson, P. 1981, *A&A*, 100, 209
- Haslam, C. G. T., Stoffel, H., Salter, C. J., & Wilson, W. E. 1982, *A&AS*, 47, 1
- Hellsten, U., Gnedin, N. Y., & Miralda-Escudé, J. 1998, *ApJ*, 509, 56
- Herbig, T., Lawrence, C. R., Readhead, A. C. S., & Gulkis, S. 1995, *ApJ*, 449, L5
- Hernández-Monteagudo, C., 2001, Tesis Doctoral: “Intrinsic and Cluster Induced Temperature Anisotropies in the Cosmic Microwave Background”, Universidad de Salamanca
- Hernández-Monteagudo, C., & Rubiño-Martín, J. A. 2004, *MNRAS*, 347, 403
- Hernández-Monteagudo, C., Génova-Santos, R., & Atrio-Barandela, F. 2004, *ApJ*, 613, L89
- Hinshaw, G., et al. 2003, *ApJS*, 148, 135
- Hinshaw, G., et al. 2006, astro-ph/0603451. Enviado a *ApJ*
- Hobson, M. P., & Maisinger, K. 2002, *MNRAS*, 334, 569
- Hogan, C. J. 1992, *ApJ*, 398, L77
- Högbom, J. A. 1974, *A&AS*, 15, 417
- Holder, G. P., Mohr, J. J., Carlstrom, J. E., Evrard, A. E., & Leitch, E. M. 2000, *ApJ*, 544, 629
- Holzappel, W. L. et al. 1997a, *ApJ*, 480, 449
- Holzappel, W. L., Ade, P. A. R., Church, S. E., Mauskopf, P. D., Rephaeli, Y., Wilbanks, T. M., & Lange, A. E. 1997b, *ApJ*, 481, 35
- Howell, T. F., & Shakeshaft, J. R. 1967, *Nature*, 216, 753
- Hu, W., Fukugita, M., Zaldarriaga, M., & Tegmark, M. 2001, *ApJ*, 549, 669
- Hu, W., & Dodelson, S. 2002, *ARA&A*, 40, 171
- Huey, G., Wang, L., Dave, R., Caldwell, R. R., & Steinhardt, P. J. 1999, *Phys. Rev. D*, 59, 063005
- Hughes, J. P., Gorenstein, P., & Fabricant, D. 1988, *ApJ*, 329, 82
- Hughes, J. P., & Birkinshaw, M. 1998, *ApJ*, 501, 1
- Itoh, N., Kohyama, Y., & Nozawa, S. 1998, *ApJ*, 502, 7
- Jarrett, T. H., Chester, T., Cutri, R., Schneider, S. E., & Huchra, J. P. 2003, *AJ*, 125, 525
- Jenkins, A., et al. 2001, *MNRAS*, 321, 372
- Johnston, K. J., & Hobbs, R. W. 1969, *ApJ*, 158, 145
- Jones, M. et al. 1993, *Nature*, 365, 320
- Jones, M. E., et al. 1997, *ApJ*, 479, L1

- Jones, C., & Forman, W. 1999, *ApJ*, 511, 65
- Jones, M. E. 2002, *ASP Conf. Ser.* 257, 35
- Jones, M. E., et al. 2005, *MNRAS*, 357, 518
- Jones, W. C., et al. 2006, *ApJ*, 647, 823
- Kaastra, J. S., Lieu, R., Tamura, T., Paerels, F. B. S., & den Herder, J. W. 2003, *A&A*, 397, 445
- Kolb, E. W., & Turner, M. S., 1990, *The Early Universe*, Addison-Wesley, Redwood City
- Kneissl, R., Egger, R., Hasinger, G., Soltan, A. M., & Truemper, J. 1997, *A&A*, 320, 685
- Kneissl, R., Sunyaev, R. A., & White, S. D. M. 1998, *MNRAS*, 297, L29
- Kneissl, R., Jones, M. E., Saunders, R., Eke, V. R., Lasenby, A. N., Grainge, K., & Cotter, G. 2001, *MNRAS*, 328, 783
- Kogut, A., et al. 2003, *ApJS*, 148, 161
- Kompaneets, A. S., 1957 *Sov. Phys. JETP*, 4, 730
- Kosowsky, A., & Turner, M. S. 1995, *Phys. Rev. D*, 52, 1739
- Kosowsky, A., Milosavljevic, M., & Jimenez, R. 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 063007
- Kosowsky, A. 2003, *NewA Rev.*, 47, 939
- Kull, A., Böhringer, H. 1999, *A&A*, 341, 23
- Kuo, C. L., et al. 2004, *ApJ*, 600, 32
- Lahav, O. 2006, *astro-ph/0601168*
- Lake, G., & Partridge, R. B. 1977, *Nature*, 270, 502
- Lake, G. & Partridge, R. B. 1980, *ApJ*, 237, 378
- Lancaster, K., Génova-Santos, R. et al. 2005, *MNRAS*, 359, 16
- Lasenby, A. N., & Davies, R. D. 1983, *MNRAS*, 203, 1137
- Lawrence, C. R. 2003, *Proc. SPIE*, 4850, 710
- Lachièze-Rey, M., & Gunzig, E. 1999, *The Cosmological Background Radiation*, Cambridge University Press, Cambridge
- Lee, A. T., et al. 2001, *ApJ*, 561, L1
- Lewis, A., Challinor, A., & Lasenby, A. 2000, *ApJ*, 538, 473
- Lewis, A., & Bridle, S. 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 103511
- Liang, H., & Ekers, R. 1995, *PASA*, 12, 123
- Lo, K. Y. 2002, *ASP Conf. Ser.* 257, 3
- Lyth, D. H. 1997, *Phys. Rev. Lett.*, 78, 1861
- MacTavish, C. J., et al. 2006, *ApJ*, 647, 799
- Maisinger, K., Hobson, M. P., & Lasenby, A. N. 1997, *MNRAS*, 290, 313
- Maisinger, K., Hobson, M. P., Saunders, R. D. E., & Grainge, K. J. B. 2003, *MNRAS*, 345, 800
- Markevitch, M., Forman, W. R., Sarazin, C. L., & Vikhlinin, A. 1998, *ApJ*, 503, 77
- Mason, B. S., Leitch, E. M., Myers, S. T., Cartwright, J. K., & Readhead, A. C. S. 1999, *AJ*, 118, 2908
- Mason, B. S., & Myers, S. T. 2000, *ApJ*, 540, 614
- Mason, B. S., Myers, S. T., & Readhead, A. C. S. 2001, *ApJ*, 555, L11

- Mason, B. S., et al. 2003, *ApJ*, 591, 540
- Mather, J. C., Fixsen, D. J., Shafer, R. A., Mosier, C., & Wilkinson, D. T. 1999, *ApJ*, 512, 511
- Mauskopf, P. D. et al. 2000, *ApJ*, 538, 505
- Metzler, C. A., & Evrard, A. E. 1994, *ApJ*, 437, 564
- Meyer, S. S., Jeffries, A. D., & Weiss, R. 1983, *ApJ*, 271, L1
- Mohr, J. J., Mathiesen, B., & Evrard, A. E. 1999, *ApJ*, 517, 627
- Mohr, J. J., Carlstrom, J. E., & The Sza Collaboration 2002, *ASP Conf. Ser.* 257, 43
- Molnar, S. M., & Birkinshaw, M. 1998, *ApJ*, 497, 1
- Montroy, T. E., et al. 2006, *ApJ*, 647, 813
- Mundy, L. G., & Scott, S. L. 2000, *ASP Conf. Ser.* 217, 235
- Murray, S. S., Forman, W., Jones, C., & Giacconi, R. 1978, *ApJ*, 219, L89
- Myers, S. T., Baker, J. E., Readhead, A. C. S., Leitch, E. M., & Herbig, T. 1997, *ApJ*, 485, 1
- Myers, A. D., Shanks, T., Outram, P. J., Frith, W. J., & Wolfendale, A. W. 2004, *MNRAS*, 347, L67
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *ApJ*, 490, 493
- Nelder, J. A., & Mead, R. 1965, *Compt.Jour.*, 7, 308
- Netterfield, C. B., et al. 2002, *ApJ*, 571, 604
- Nicastro, F., et al. 2002, *ApJ*, 573, 157
- Nicastro, F., et al. 2005, *Nature*, 433, 495
- Ödman, C. J., Melchiorri, A., Hobson, M. P., & Lasenby, A. N. 2003, *Phys. Rev. D*, 67, 083511
- Ohm, E.A. 1961, *Bell System Technical J.*, 40, 1065
- Oort, J. H. 1983, *ARA&A*, 21, 373
- Ostriker, J. P., & Vishniac, E. T. 1986, *ApJ*, 306, L51
- Padmanabhan, T. 1993, *Structure Formation in the Universe*, Cambridge University Press, Cambridge
- Page, L., et al. 2003, *ApJS*, 148, 233
- Partridge, R. B., & Wilkinson, D. T. 1967, *Phys. Rev. Lett.*, 18, 557
- Partridge, R. B., Perley, R. A., Mandolesi, N., & Delpino, F. 1987, *ApJ*, 317, 112
- Partridge, R. B., 1995, *3K: The Cosmic Microwave Background Radiation*, Cambridge University Press, Cambridge
- Patel, S. K., et al. 2000, *ApJ*, 541, 37
- Peebles, P. J. E. 1999, *ApJ*, 510, 523
- Peiris, H. V., et al. 2003, *ApJS*, 148, 213
- Penzias, A. A., & Wilson, R. W. 1965, *ApJ*, 142, 419
- Peres, C. B., Fabian, A. C., Edge, A. C., Allen, S. W., Johnstone, R. M., & White, D. A. 1998, *MNRAS*, 298, 416
- Perley, R., Schwab, F., & Bridle, A. 1986, *Synthesis Imaging*, Course Notes from an NRAO Summer School held in Socorro, New Mexico, August 5-9, 1985
- Perlmutter, S. et al. 1999, *ApJ*, 517, 565
- Persic, M., Rephaeli, Y., & Boldt, E. 1988, *ApJ*, 327, L1

- Persic, M., Jahoda, K., Rephaeli, Y., Boldt, E., Marshall, F. E., Mushotzky, R. F., & Rawley, G. 1990, *ApJ*, 364, 1
- Piacentini, F., et al. 2006, *ApJ*, 647, 833
- Pointecouteau, E., et al. 1999, *ApJ*, 519, L115
- Postman, M., Geller, M. J., & Huchra, J. P. 1988, *AJ*, 95, 267
- Press, W. H. & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425 (PS)
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., & Vetterling, W. T., 1986, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, Cambridge
- Pryke, C., Halverson, N. W., Leitch, E. M., Kovac, J., Carlstrom, J. E., Holzzapfel, W. L., & Dragan, M. 2002, *ApJ*, 568, 46
- Ratra, B., & Peebles, P. J. E. 1988, *Phys. Rev. D*, 37, 3406
- Rauch, M., et al. 1997, *ApJ*, 489, 7
- Raymond, J. C., & Smith, B. W. 1977, *ApJS*, 35, 419
- Readhead, A. C. S., et al. 2004, *ApJ*, 609, 498
- Rebolo, R., et al. 2004, *MNRAS*, 353, 747
- Rees, M. J., & Sciama, D. W. 1968, *Nature*, 217, 511
- Reese, E. D., et al. 2000, *ApJ*, 533, 38
- Reese, E. D., Carlstrom, J. E., Joy, M., Mohr, J. J., Grego, L., & Holzzapfel, W. L., 2002, *ApJ*, 581, 53
- Refregier, A., Spergel, D. N., & Herbig, T. 2000, *ApJ*, 531, 31
- Rephaeli, Y., & Persic, M. 1992, *MNRAS*, 259, 613
- Rephaeli, Y. 1993, *ApJ*, 418, 1
- Rephaeli, Y. 1995a, *ARA&A*, 33, 541
- Rephaeli, Y. 1995b, *ApJ*, 445, 33
- Riess, A. G., et al. 1998, *AJ*, 116, 1009
- Riess, A. G., et al. 2004, *ApJ*, 607, 665
- Rohlfs, K. & Wilson, T. L. 2004, *Tools of Radio Astronomy*, 4th edition, Springer-Verlag
- Roll, P. G., & Wilkinson, D. T. 1966, *Phys. Rev. Lett.*, 16, 405
- Romeo, G., Ali, S., Femenía, B., Limon, M., Piccirillo, L., Rebolo, R., & Schaefer, R. 2001, *ApJ*, 548, L1
- Rubiño-Martín, J. A., Atrio-Barandela, F., & Hernández-Monteagudo, C. 2000, *ApJ*, 538, 53
- Rubiño-Martín, J. A. 2002, Tesis Doctoral: “An Interferometric Study of the Cosmic Microwave Background Anisotropies”, Universidad de La Laguna
- Rubiño-Martín, J. A., et al. 2003, *MNRAS*, 341, 1084
- Rubiño-Martín, J. A., & Sunyaev, R. A. 2003, *MNRAS*, 344, 1155
- Rudnick, L. 1978, *ApJ*, 223, 37
- Ruhl, J., et al. 2004, *Proc. SPIE*, 5498, 11
- Rusholme, B. 2001, Tesis Doctoral: “The Very Small Array”, Universidad de Cambridge
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley-Interscience, New York

- Ryle, M., & Hewish, A. 1960, MNRAS, 120, 220
- Sachs, R. K., & Wolfe, A. M. 1967, ApJ, 147, 73
- Sanderson, A. J. R., Ponman, T. J., Finoguenov, A., Lloyd-Davies, E. J., & Markevitch, M. 2003, MNRAS, 340, 989
- Saunders, R., et al. 2003, MNRAS, 341, 937
- Savage, B. D., Sembach, K. R., Tripp, T. M., & Richter, P. 2002, ApJ, 564, 631
- Savage, R., et al. 2004, MNRAS, 349, 973
- Sazonov, S. Y., & Sunyaev, R. A. 1999, MNRAS, 310, 765
- Scharf, C., Donahue, M., Voit, G. M., Rosati, P., & Postman, M. 2000, ApJ, 528, L73
- Scheuer, P. A. G. 1957, Proc. Cam. Phil. Soc., 53, 764
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
- Schlickeiser, R. 1991, A&A, 248, L23
- Schwab, F. R. 1984, AJ, 89, 1076
- Schwan, D., et al. 2003, NewA Rev., 47, 933
- Scott, D., Srednicki, M., & White, M. 1994, ApJ, 421, L5
- Scott, D., Silk, J., & White, M. 1995, Science, 268, 829
- Scott, P. F., et al. 2003, MNRAS, 341, 1076
- Seljak, U. & Zaldarriaga, M. 1996, ApJ, 469, 437
- Shane, C. D. & Wirtanen, C. A. 1954, AJ, 59, 285
- Shapley, H. 1930, Harvard College Observatory Bulletin, 874, 9
- Sheth, R. K. & Tormen, G. 1999, MNRAS, 308, 126 (ST)
- Sievers, J. L., et al. 2003, ApJ, 591, 599
- Silk, J. 1968, ApJ, 151, 459
- Silverberg, R. F., et al. 1997, ApJ, 485, 22
- Slosar, A., et al. 2003, MNRAS, 341, L29
- Small, T. A., Sargent, W. L. W., & Hamilton, D. 1997, ApJS, 111, 1
- Small, T. A., Ma, C., Sargent, W. L. W., & Hamilton, D. 1998, ApJ, 492, 45
- Smith, S., et al. 2004, MNRAS, 352, 887
- Smoot, G. F., et al. 1992, ApJ, 396, L1
- Snowden, S. L., et al. 1997, ApJ, 485, 125
- Soltan, A. M., Hasinger, G., Egger, R., Snowden, S., & Truemper, J. 1996, A&A, 305, 17
- Soltan, A. M., Freyberg, M. J., & Hasinger, G. 2002, A&A, 395, 475
- Spergel, D. N., et al. 2003, ApJS, 148, 175
- Spergel, D. N., et al. 2006, astro-ph/0603449. Enviado a ApJ
- Stompor, R., et al. 2001, ApJ, 561, L7
- Struble, M. F., & Rood, H. J. 1991, ApJS, 77, 363
- Struble, M. F., & Rood, H. J. 1999, ApJS, 125, 35
- Sugiyama, N., Silk, J., & Vittorio, N. 1993, ApJ, 419, L1
- Sunyaev, R. A., & Zeldovich, Y. B. 1970, Comm. Astrophys. Space Phys., 2, 66

- Sunyaev, R. A., & Zeldovich, Y. B. 1972, *Comm. Astrophys. Space Phys.*, 4, 173
- Sunyaev, R. A. & Zel'dovich, I. B. 1980, *MNRAS*, 190, 413
- Taylor, A. C., Grainge, K., Jones, M. E., Pooley, G. G., Saunders, R. D. E., & Waldram, E. M. 2001, *MNRAS*, 327, L1
- Taylor, A. C., et al. 2003, *MNRAS*, 341, 1066
- Tegmark, M., & Efstathiou, G. 1996, *MNRAS*, 281, 1297
- Tegmark, M., de Oliveira-Costa, A., & Hamilton, A. J. 2003, *Phys. Rev. D*, 68, 123523
- Thompson, A., Moran, J., & Swenson, G. 1986, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, Wiley-Interscience, New York
- Tittley, E. R., & Henriksen, M. 2001, *ApJ*, 563, 673
- Toffolatti, L., Argüeso Gomez, F., de Zotti, G., Mazzei, P., Franceschini, A., Danese, L., & Burigana, C. 1998, *MNRAS*, 297, 117
- Toffolatti, L., Negrello, M., González-Nuevo, J., de Zotti, G., Silva, L., Granato, G. L., & Argüeso, F. 2005, *A&A*, 438, 475
- Tripp, T. M., Savage, B. D., & Jenkins, E. B. 2000, *ApJ*, 534, L1
- Tristram, M., et al. 2005, *A&A*, 436, 785
- Tsuboi, M., Miyazaki, A., Kasuga, T., Matsuo, H., & Kuno, N. 1998, *PASJ*, 50, 169
- Udomprasert, P. S., Mason, B. S., Readhead, A. C. S., & Pearson, T. J. 2004, *ApJ*, 615, 63
- Viana, P. T. P., & Liddle, A. R. 1999, *MNRAS*, 303, 535
- Vikhlinin, A., McNamara, B. R., Forman, W., Jones, C., Quintana, H., & Hornstrup, A. 1998, *ApJ*, 502, 558
- Vishniac, E. T. 1987, *ApJ*, 322, 597
- Voges, W., et al. 1999, *A&A*, 349, 389
- Verde, L., et al. 2003, *ApJS*, 148, 195
- Vikhlinin, A., Forman, W., & Jones, C. 1999, *ApJ*, 525, 47
- Waldram, E. M., Pooley, G. G., Grainge, K. J. B., Jones, M. E., Saunders, R. D. E., Scott, P. F., & Taylor, A. C. 2003, *MNRAS*, 342, 915
- Watkins, R. 1997, *MNRAS*, 292, L59
- Watson, R. A., et al. 2003, *MNRAS*, 341, 1057
- Weinberg, S. 1972, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, Wiley & Sons, New York
- Weiss, R. 1980, *ARA&A*, 18, 489
- White, S. D. M., Navarro, J. F., Evrard, A. E., & Frenk, C. S. 1993, *Nature*, 366, 429
- White, M., Scott, D., & Silk, J. 1994, *ARA&A*, 32, 319
- White, D. A., & Fabian, A. C., 1995, *MNRAS*, 273, 72
- White, M., & Srednicki, M. 1995, *ApJ*, 443, 6
- White, M., Carlstrom, J. E., Dragovan, M., & Holzzapfel, W. L. 1999, *ApJ*, 514, 12
- Wilbanks, T. M., Ade, P. A. R., Fischer, M. L., Holzzapfel, W. L., & Lange, A. E. 1994, *ApJ*, 427, L75
- Wright, E. L., Bennett, C. L., Gorski, K., Hinshaw, G., & Smoot, G. F. 1996, *ApJ*, 464, L21

Zappacosta, L., et al. 2002, *A&A*, 394, 7

Zappacosta, L., Maiolino, R., Mannucci, F., Gilli, R., & Schuecker, P. 2005, *MNRAS*, 357, 929

Zel'dovich, Y. B. 1972, *MNRAS*, 160, 1P

C

Agradecimientos

Es evidente que en la consecución de una Tesis Doctoral convergen numerosos factores, tanto laborales como personales, y se trata en cierto sentido de una labor colectiva, aunque el responsable último sea quien la realiza. Por ello, debo mi agradecimiento y reconocimiento a numerosas personas que han intervenido directa o indirectamente en su realización durante estos últimos cuatro años.

En primer lugar, quiero agradecer al Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) el haberme dado la oportunidad de desarrollar este trabajo. Sin duda, son una gran ventaja todos los recursos que pone a nuestra disposición, así como ofrecer la oportunidad de asistir a numerosos congresos, a través en este caso de los fondos de los proyectos del grupo de Fondo Cósmico de Microondas. También a toda la colaboración de VSA, integrada por el IAC y las Universidades de Cambridge y Manchester. Ha sido una ventaja estar involucrado en un equipo internacional y amplio.

Mi más sincero agradecimiento a los directores de esta tesis, Rafael Rebolo y Fernando Atrio, por su orientación en todo momento. He aprendido mucho de ambos, y también espero haber absorbido algunas cosas. A Rafa, por su continuo e inagotable estímulo, por lograr transmitir en cierto sentido su ilimitado apasionamiento por esta actividad. También por haber confiado en mí inicialmente y haberme dado la oportunidad de introducirme en este centro, a través de una beca de la Fundación Iberdrola. A Fernando por sus consejos en todo momento, por su hospitalidad en mis estancias en Salamanca, por ser capaz de pasar horas discutiendo de ciencia y proyectos futuros conmigo, e incluso enfrente de la pantalla buscando dónde he metido la pata en un código de Fortran 90. También por las discusiones sobre los temas más variados, y por el exquisito jamón en las afueras de Salamanca.

A José Alberto Rubiño, su ayuda en muchos aspectos relacionados con esta tesis. Sin duda, ha tenido una implicación muy directa en la misma. Le debo también un especial agradecimiento por poner a mi disposición desde el inicio una importante batería de programas, y por su accesibilidad en todo momento para resolver dudas de diferente índole, ya sea sobre cuestiones teóricas, de reducción de datos, o de programación. También por el curso introductorio de IDL. A Carlos Gutiérrez, como árbitro interno de esta tesis, le agradezco la detallada y minuciosa lectura que ha hecho de la misma. Creo que sus comentarios han sido muy útiles y estoy convencido de que la han mejorado notablemente. Le agradezco también a Bob Watson su continua disposición para resolver cualquier duda relacionada con cualquier aspecto de VSA. Asimismo, gracias a Carlos Hernández por su accesibilidad, por su estímulo durante nuestras colaboraciones, y también por haberme introducido al HEALPIX. Le agradezco también a Nelson Falcón su impulso durante la iniciación de esta tesis, y el mostrarme a veces otra perspectiva de las cosas.

Gracias también a los colegas de VSA en Cambridge y Manchester. A Katy Lancaster (con la que he trabajado más directamente), Richard Saunders, Mike Jones (especialmente por su valiosa

explicación de algunas de las rutinas de AIPS), Dave Titterington (por su continua accesibilidad para solucionar diferentes problemas con AIPS o REDUCE), Keith Grainge, Mike Hobson, Rüdiger Kneissl, Kieran Cleary, Clive Dickinson, ...

Me acuerdo en estos momentos de muchas personas que han intervenido durante mi formación académica (y personal). A Víctor, Chenchí, Ulises y Vicente les agradezco el haberme acogido durante mi último año de carrera para desarrollar un trabajo de investigación que, aunque poco tuvo que ver posteriormente con mi investigación doctoral, sin duda fue útil, y supuso mi iniciación en el mundillo. También me acuerdo de mis profesores durante la carrera: Dorta (¡sus clases han sido un auténtico espectáculo!, y todo un placer), Claudio, Vicente, Bretón, Nacho... Y de los del bachillerato: Amparo, María Eugenia (gracias por la lista de libros a los que nos íbamos a estudiar ciencias), Víctor (por inculcarme la meticulosidad)... También un recuerdo y un agradecimiento especiales a mis compañeros de la facultad, con quienes tan buenas experiencias compartí: Agustín, Javi, Omaira, Adán, Pachi, Jose, Iballa, Nacho y tantos otros...

Gracias también a los compañeros del IAC por los buenos momentos compartidos, y por ayudar a hacer más llevaderos los malos. A mis compañeros de corralín, a Álex (por las provisiones de comida para no desfallecer de hambre a altas horas de la noche), a Teo (por los análisis casi semanales de la actualidad deportiva), a Ismael (por las discusiones sobre detalles de IDL, Latex o lo que sea)... Y a mis compañeros de promoción de astrofísicos residentes, Álex, Santi, Miguel, Robert, Conrado, también a Noe y a Carmen, y a muchos otros, y demás personal del IAC. Gracias también a ellos, y a Jorge, por ayudarme con las impresiones de este documento a una distancia de tres mil kilómetros. También a Mari (además de por regalar sonrisas y saludos a la entrada y a la salida), a Lourdes (y, claro, a Nieves, y las secretarias en general) y a Ramón por la ayuda con otras cuestiones logísticas y burocráticas relativas al envío de esta tesis a los miembros del tribunal. Al personal del centro de cálculo por la inestimable ayuda en todo momento, y en especial a Joaquín, por ponerle salsa a la vida... A Riccardo, por los partidos de tenis durante su estancia en Tenerife, y por hacer amenos algunos momentos con discusiones centradas en quién domina el tenis mundial (desde aquí te lo digo: ¡Nadal es el mejor!). Gracias también por su hospitalidad durante mis estancias en Salamanca a Alfredo (por las conversaciones sobre todo tipo de cosas, y en especial de cine), Marc y Miguel Ángel.

Gracias también a mis demás amigos, a Agustín, Fran, a los dos Javis (de los dos tamaños), Adán, etc., por todo, por su apoyo, por las salidas de guachinches, por los partidos de tenis, por las sardinadas en el Porís, por las visitas para tomar cafés (o té en mi caso), y por la compañía durante largo tiempo.

A mis padres les debo, además del ser, todo lo demás. Ser un modelo en muchos aspectos, enseñarme la constancia en el trabajo, involucrarme el juicio crítico. A mi madre, por aguantarme y soportarme a veces, y por escuchar siempre sin objeciones todo tipo de problemas y demás cuestiones. A mi padre, por involucrarme el interés por la ciencia, por la lectura y demás entretenimientos. A Pinta, por ser mi compañía fiel y constante durante casi quince años (¡pocos me parecieron!), por estar a mi lado durante tantas y tantas horas de estudio... A mis abuelos, guardo un recuerdo siempre especial de Migdalia y de Evertó, de quienes también aprendí mucho, y con quienes pasé buenos momentos, a Alberto por su impulso e interés sobre mis avatares, a mis tíos, primos, y a toda mi familia en general. A Cris... agradecerle nunca será suficiente, y seguro que no saldré la (no exigida) deuda en estas pocas palabras, y dudo que de alguna forma pueda hacerlo... Por estar a mi lado, por aguantar mi práctica ausencia física durante los seis meses finales de este trabajo, por enseñarme de todo, por mostrarme siempre distintos puntos de vista, por mostrarme la moderación, el equilibrio y la tolerancia. También, por apoyarme siempre sin remilgos, por comprenderme, y por saber soportarme también a veces. Y, sobre todo, por escuchar. También por la ayuda en la impresión final desde la distancia, y por la corrección tipográfica final de esta memoria, tiempo que sin duda le hubiera resultado de mayor provecho leyendo a García Márquez, Cortázar o similares... pese a lo cual, lo ha hecho con una enorme ilusión y esmero.

A todos ellos, y a algunos que se me quedan en el tintero, Gracias. Este trabajo es también suyo.