Universidad de Cantabria

Departamento de Física Moderna

CSIC - Universidad de Cantabria

Instituto de Física de Cantabria

Detection of Point Sources in Maps of the Cosmic Microwave Background Radiation by means of Optimal Filters

A dissertation submited in partial of the requirements

for the degree of Doctor of Philosophy in Physics

by

Marcos López-Caniego Alcarria

2006

APPENDIX A

Resumen en Castellano

A.1 La Radiación del Fondo Cósmico de Microondas (RFCM)

A.1.1 Orígenes de la RFCM

En la última década se ha producido un gran avance en el campo de la Cosmología, lo que ha permitido mejorar nuestro conocimiento del origen del universo y del modelo cosmológico que lo describe. Este modelo es conocido como "Lambda-CDM", un modelo basado en la materia oscura fría y con constante cosmológica, que es capaz de explicar las observaciones de la radiación del fondo cósmico de microondas (RFCM), las observaciones de estructura a gran escala y la expansión acelerada del universo observada mediante supernovas.

El modelo asume un espectro de perturbaciones primordiales casi invariante en la escala y un universo plano, en el sentido de que el término de curvatura espacial es cero. Además, en este modelo la materia oscura fría supone el 26% del contenido total, un 4% se correspondería con la materia bariónica de la que están formados los átomos y el resto, un 70%, se correspondería con lo que se ha denominado "energía oscura", con una ecuación de estado próxima a una constante cosmológica, que permite la actual expansión acelerada del universo.

El estudio de la RFCM ha contribuido a la determinación de los parámetros cosmológicos que describen el modelo con una precisión sin precedentes. Hace aproximadamente 14.000 millones de años el universo nació en una gran explosión conocida como "Big Bang". En aquel instante el universo estaba formado por un plasma muy caliente de fotones, electrones y bariones. Debido a las altísimas temperaturas del plasma, los electrones no podían unirse a los protones para formar átomos porque fotones altamente energéticos interaccionaban continuamente con ellos evitando cualquier unión estable. Durante 300.000 años el universo se expandió y se enfrió hasta alcanzar una temperatura de aproximadamente 3000 grados Celsius. En ese momento los fotones no eran suficientemente energéticos como para ionizar a los átomos recién formados y pudieron continuar su camino por el espacio. Los fotones que en aquel momento se encontraban en zonas mas densas y calientes tenían una energía ligeramente mayor que los que provenían de zonas mas frías. Esta información se ha preservado durante su viaje hasta llegar a nosotros y las pequeñas diferencias que se observan en la temperatura de los fotones de la RFCM produce un patrón característico de manchas frías y calientes (ver figura 1.1).

En la actualidad, la RFCM está formada por fotones que provienen de todas direcciones y que tienen un temperatura de ~ 2.7 grados Kelvin (~ 2.7 grados sobre el cero absoluto). Esta radiación fue detectada por primera vez en 1965 por dos científicos de los Laboratorios Bell, en Holmdel, Nueva Jersey, con una antena construida inicialmente para comunicaciones por satélite. Lo que detectaron fue un exceso de ruido en sus observaciones que era independiente de la dirección en el cielo a la que apuntaba la antena y con una intensidad constante.

Una década antes, el científico George Gamow había formulado la teoría del Big Bang, una teoría que podía explicar la formación de átomos en un universo caliente en expansión. Los colaboradores de Gamow, Ralph Alpher y Robert Herman, estudiaron la evolución térmica del universo y llegaron a la conclusión de que en el tiempo actual, después de aproximadamente 14.000 millones de años de expansión, la temperatura del universo y de los fotones de la RFCM debía de ser de ~ 5 grados Kelvin. Aunque hicieron una predicción clara de cual debería ser la temperatura de la RFCM, no llegaron a intentar medirla. Esto no ocurriría hasta quince años después, cuando Robert Dicke en la universidad de Princeton y simultáneamente Yakov Zel'dovich en Moscú se dieron cuenta de la importancia de la RFCM. Dicke y sus colaboradores, Peebles, Roll y Wilkinson, decidieron construir un instrumento para buscar esta radiación en frecuencias de radio. En aquel momento conocieron el descubrimiento del equipo de los Laboratorios Bell y dada la cercanía de ambos laboratorios decidieron juntarse para discutir acerca del hallazgo. Determinaron que, en efecto, ese exceso de radiación era debido a la RFCM y publicaron los resultados simultáneamente ([111],[36]). Una década después, Penzias y Wilson recibieron el premio Nobel por su descubrimiento.

La radiación del fondo cósmico de microondas ha sido estudiada en detalle en las últimas décadas y se ha concluido que esta radiación es isótropa y uniforme en todas las direcciones en el cielo, sólo presenta variaciones de aproximadamente 1 parte en 100.000. La intensidad de esta radiación se ha medido a distintas longitudes de onda y posee las características del espectro de emisión de un cuerpo negro, un sistema en perfecto equilibrio térmico. A principios de la década de los 90, el satélite de la COBE (COsmic Background Explorer) de la NASA midió este espectro usando el instrumento FIRAS (Far-Infrared Absolute Spectrophotometer). El resultado de estas observaciones [99, 100] fue la mejor observación de un espectro de cuerpo en la naturaleza (ver figura 1.2).

En la década de los 70, los cosmólogos (Zel'dovich, Harrison, Peebles, Yu) se dieron cuenta de que el universo tendría que presentar pequeñas inhomogeneidades en la distribución de materia, y estás inhomogeneidades tendrían un efecto en el fondo cósmico de microondas (Rashid Sunyaev). Estos "efectos" fueron detectados por primera vez con el instrumento DMR (Differential Microwave Radiometer) del satélite COBE, y permitieron medir la invariancia de escala en el espectro de fluctuaciones de densidad [129]. Estos resultados además confirmaron la teoría de inestabilidad gravitatoria para la formación de estructura a gran escala (LSS). En el año 2006, los investigadores principales de la misión COBE, G. Smoot y J.C. Mather han recibido el premio Nobel de física por la importancia de estos descubrimientos.

Posteriormente, otros experimentos midieron las anisotropías y no fue hasta finales de la década de los 90 que los experimentos BOOMERANG [28] y MAXIMA [64], determinaron que la curvatura del universo era cercana a cero, es decir, la geometría es espacialmente plana. Este importante resultado se confirmó en el año 2003 con la publicación de los resultados del experimento Wilkinson Anisotropy Probe (WMAP) de la NASA [11].

A.1.2 Anisotropías de la RFCM

Las anisotropías del fondo cósmico de microondas son fluctuaciones angulares en la intensidad de la radiación del fondo cósmico de microondas y se pueden dividir en dos grupos diferenciados dependiendo de su origen:

- **anisotropías primarias**, debidas a los efectos que ocurrieron en la superficie de último scatering y antes, en una época conocida como recombinación o desacoplo porque debido a la expansión del universo la temperatura se enfrió, la radiación se desacopló de la materia y los electrones y protones formaron los primeros átomos.

- **anisotropías secundarias**, debidas a las interacciones de los fotones de RFCM con el gas caliente o los pozos de potencial que se encuentran los fotones en su viaje desde la superficie de último scatering hasta el observador.

La estructura de las anisotropías del fondo cósmico de microondas esta determinada por dos efectos, primero, por las oscilaciones acústicas del fluido de fotones y bariones, así como por el efecto conocido como "difusse Silk damping". En lo que se refiere a las oscilaciones acústicas, hay una competición entre la presión de radiación de los fotones y la compresión del fluido al caer en un potencial gravitatorio. Esta competición entre ambos produce las oscilaciones acústicas. En este esquema, oscilaciones rápidas en el fluido implican longitudes de onda más cortas de la fluctuación. En la época del desacoplo, estas oscilaciones pararon y la información de la fase en que se encontraban en ese momento se ha preservado en los fotones. Por tanto, habrá un serie armónica de picos en longitud de onda asociados con las oscilaciones acústicas, y estos picos contendrán una gran información sobre la forma del universo, la cantidad de materia oscura, la densidad de bariones, etc.

La teoría predice la existencia de un primer pico acústico en escalas angulares entre 0.1° y 2°. Este pico se correspondería con las escalas a las que las oscilaciones acústicas del fluido de bariones y fotones alcanzaron su máxima amplitud. Las regiones con una mayor variación en temperatura subtienden una región en el cielo de un grado, es decir, el tamaño típico de las manchas en la RFCM es de un grado. Los siguientes picos se corresponden con oscilaciones acústicas similares a otras escalas, aunque en estos casos nunca llegaron a alcanzar su máxima amplitud. La posición de los picos esta determinada por la geometría del universo, porque la misma región física subtiende diferentes escalas angulares dependiendo de la curvatura del universo. En lo que se refiere al "damping", debido a la expansión del universo el plasma se va enfriando hasta llegar al momento del desacoplo. Este momento no es instantáneo y por ello se dice que la superficie de último scatering tiene un cierto grosor ($\Delta z \sim 100$, Jones & Wyse [81]). Las fluctuaciones con escalas angulares menores que el grosor de la superficie de último scatering ven reducida su amplitud debido a que se promedian los fotones que provienen de la cara interna con los que vienen de la cara externa de la superficie. Esto contribuye a la supresión de las anisotropías con pequeñas escalas angulares. Ambos efectos, la serie armónica de picos junto con el decaimiento exponencial, dan lugar al espectro angular de potencias (ver figura 1.2).

Anisotropías Primarias de la RFCM

Las anisotropías primarias fueron producidas antes o durante la época de recombinación por perturbaciones en la métrica, fluctuaciones intrínsecas y contribuciones de la velocidad [97, 107, 152]. La siguiente expresión tiene en cuenta estos efectos:

$$\frac{\Delta T}{T} = \vec{n} \cdot (\vec{v}_{ob} - \vec{v}_d) - \frac{1}{3}(\phi_{ob} - \phi_d) + \frac{1}{4}\delta_d^\gamma \tag{A.1.1}$$

donde $\vec{n}$ es la dirección de observación, el subíndice d denota cantidades en el momento de la recombinación y $c = 8\pi G \equiv 1$. Los términos de la expresión dependen del modelo y caracterizarán las anisotropías.

(i) **Efecto Doppler**: el primer término $\vec{n}(\vec{v}_{ob})$ corresponde al corrimiento Doppler producido por el movimiento del observador con respecto al sistema de coordenadas comóviles de la RFCM. El corrimiento al azul se observa en la dirección del movimiento y el corrimiento al rojo en la dirección contraria. Esta anisotropía fue detectada por primera vez en 1975 [26], pero no fue hasta 1996 que el satélite COBE midió su amplitud con precisión $3.372 \pm 0.007mK$ [45].

(ii) **Efecto Sachs-Wolfe (SW)**: este efecto corresponde al término $\frac{1}{3}[\phi_{ob} - \phi_d]$ de la ecuación anterior y fue formulado por Sachs & Wolfe [122]. Es el más importante de los procesos físicos por medio del cual las fluctuaciones de densidad dejaron su huella en la RFCM en la forma de pequeñas variaciones en la temperatura de la radiación en diferentes direcciones en el cielo. Tiene su origen en los potenciales gravitatorios en la superficie de último scattering, cuando los fotones entran y salen del pozo de potencial en el tiempo de la recombinación, ganando y perdiendo parte de su energía (corrimiento al rojo y al azul) en el proceso.

(iii) **Fluctuaciones intrínsecas**: antes de la recombinación, cuando la materia y la energía todavía estaban acopladas, inhomogeneidades en el campo de densidad de materia indujeron fluctuaciones en el campo de temperatura de los fotones. Después, cuando la materia y la radiación se desacoplaron, los fotones escaparon preservando la información sobre los campos de densidad en la superficie de último scatering. Para determinar las fluctuaciones en la campo de densidad de la radiación hace falta resolver un complicado sistema de ecuaciones diferenciales acopladas que describen la evolución de la fluctuaciones en el campo, de la materia bariónica y de la materia oscura.

Anisotropías Secundarias de la RFCM

Las anisotropías secundarias se producen por las interacciones de los fotones de la RFCM en su camino entre la superficie de último scatering y el observador. Vamos a considerar solamente los dos efectos mas importantes:

(i) **Efectos Gravitacionales**

Los campos gravitatorios pueden inducir anisotropías secundarias en el campo de temperatura de la RFCM de distintas maneras, por ejemplo, mediante el efecto Sachs-Wolfe integrado (SWI). En este caso, cuando un fotón cae y posteriormente escala un pozo de potencial la variación neta en su energía es cero, siempre y cuando la profundidad del pozo se mantenga constante durante el proceso. Si la profundidad del pozo esta cambiando, el corrimiento al azul cuando cae y el corrimiento al rojo cuando lo escala no se cancelarán. La magnitud del efecto SWI viene dada por:

$$\frac{\Delta T}{T} = \int \frac{\partial \phi}{\partial t}(\vec{r}, t)dt. \tag{A.1.2}$$

Por otro lado, el potencial gravitatorio también puede modificar la trayectoria de un fotón sin modificar su energía, un efecto conocido como *lente gravitatoria*. Podemos resumir los diferentes casos en los que se generan anisotropías secundarias de la siguiente manera:

- *SWI temprano*: en la época de último scattering, cuando el universo todavía no estaba completamente dominado por la materia, la contribución de los fotones a la densidad del universo no es despreciable y el decaimiento en el potencial justo antes del último scattering da lugar a este efecto.
- *SWI tardío*: en un modelo abierto o con Λ, cuando la materia no domina la expansión, el universo entra en una rápida fase de expansión. Mientras las fluctuaciones de densidad se congelan, el potencial decae nuevamente produciendo un efecto SWI.
- *Rees-Sciama*: en épocas posteriores, la evolución no-lineal de estructuras puede producir que los potenciales gravitatorios cambien con el tiempo [117].
- *Lentes Gravitatorias*: este efecto lo producen los campos gravitatorios, como en el caso del efecto SWI, pero solo puede cambiar la trayectoria de los fotones, no su energía. Este efecto distorsiona ligeramente la imágen de la superficie de último scattering, produciendo un suavizado del espectro angular de potencias.
- *Ondas Gravitatorias*: podría afectar el espectro de potencias de la radiación a escalas más grandes que el horizonte en la época de recombinación.

(ii) **Efectos de dispersión por la reionización**

La reionización del universo después de la recombinación produce electrones libres que pueden redispersar fotones de la RFCM. Por tanto, las anisotropías primeras son borradas y nuevas anisotropías secundarias aparecen. Si el universo se reioniza globalmente a un redshift alto, las anisotropías primaria podrían ser suprimidas. Por otro lado, la reionización local también puede producir estructuras características en la RFCM.

- Si el universo se reioniza globalmente a un redshift dado z_r, una cierta fracción de fotones de la RFCM serán redispersados por los electrones libres. Por tanto, un fotón que se dirige hacia nosotros desde una cierta dirección no se tiene que haberse originado necesariamente en esa dirección. Por ello, cada dirección en el cielo contiene fotones que tienen su origen en distintas regiones de la superficie de último scattering. Las escalas que se ven afectadas por este suavizado son aquellas más pequeâs que el tamaño del horizonte a un redshift z_r de la época de redispersión. Por otro lado, la fracción de fotones que nunca son redispersados es $e^{-\tau}$, donde $\tau \equiv \sigma_T \int dt\, n_e$ es la profundidad óptica, n_e es la densidad electrónica y σ_T es la sección eficaz Thomson.
- *Efecto Sunyaev-Zel'dovich (SZ)*: este efecto induce una distorsión espectral característica en la RFCM y esta producida por scatering Compton inverso de los fotones del RFCM durante su paso a través de gas caliente ionizado, principalmente en las zonas centrales de los cúmulos de galaxias. Si un número suficiente de fotones atravesando un cúmulo son dispersados a energías más altas, esto produce un cambio apreciable en el espectro de la RFCM. Los fotones de alta frecuencia sufrirán un corrimiento al azul, mientras que los fotones de baja frecuencia sufrirán un corrimiento al rojo, con una frecuencia de cambio en 217 GHz. Este efecto es el SZ térmico. Por otro lado tenemos el llamado efecto SZ cinemático, producido por el movimiento relativo del cúmulo con respecto al fondo cósmico de microondas. Este efecto es dos órdenes de magnitud más débil que el térmico, lo que lo hace muy difícil de detectar.

A.1.3 Contaminantes de la RFCM

Cuando observamos el cielo en frecuencias de radio con los instrumentos más modernos, los fotones que llegan hasta nosotros no provienen únicamente de la RFCM. De hecho, éstos sólo suponen una pequeña fracción del total de fotones que llegan al detector puesto que hay muchas fuentes de contaminación a estas frecuencias. La mayor parte de la contaminación está en forma de emisión difusa de nuestra Galaxia, aunque también hay una contribución importante de fuentes puntuales extragalácticas, como galaxias y cúmulos de galaxias. El propósito de esta tesis es desarrollar herramientas para la detección de estas fuentes compactas. La mayoría de los contaminantes tienen un comportamiento espectral conocido. Algunos son más brillantes a las frecuencias más bajas, por ejemplo, la radiación sincrotrón y la radiación de frenado, mientras que otras son dominantes a frecuencias altas, como el polvo. En la figura 1.6 se puede ver como en el entorno de 100 GHz hay una "ventana" donde los contaminantes tienen un mínimo y es esta región donde el RFCM puede observarse mejor. Es por esto que hace falta conocer bien las fuentes de contaminación para poder tenerlas en cuenta a la hora de separar estas componentes de la RFCM. También es cierto que no todas las fuentes de contaminación están fuera de nuestro planeta. Cuando los instrumentos están en la superficie de la Tierra o en globos estratosféricos hay una importante fuente de contaminación proveniente de nuestra propia atmósfera que debe ser tenida en cuenta. Por último, los propios instrumentos introducen unos efectos sistemáticos que debe ser comprendidos antes de usar los datos científicamente.

A.1.4 Componentes Galácticos de la contaminación

Sincrotrón

La emisión sincrotrón es la radiación producida por partículas cuando son aceleradas en un campo magnético. Mientras que para velocidades no-relativistas (radiación ciclotrón) la frecuencia de emisión es simplemente la frecuencia de giro en el campo magnético, para partículas relativistas el espectro de frecuencias es más complicado y se puede extender más allá de esta frecuencia de giro. Para una discusión más detallada de esta emisión referimos al lector a los siguientes trabajos (Rybicki & Lightman [120] y Smoot [131]).

Radiación de frenado

La radiación de frenado o emisión libre-libre, es una radiación electromagnética producida cuando una partícula cargada es acelerada en el campo de Coulomb de otra partícula cargada. En nuestro caso, estas partículas son electrones libres altamente energéticos interaccionando con iones del medio interestelar. Se la ha denominado radiación libre-libre porque en este proceso los electrones libres permanecen libres después de la interacción. Esta radiación no está bien estudiada por ser difícil de medir y domina a frecuencias $\sim 25 - 75\ GHz$ donde los otros contaminantes galácticos, sincrotrón y polvo, tienen un mínimo en su brillo. Una discusión mas detallada de esta radiación puede encontrarse en los siguiente trabajos Dickinson, Davies, & Davis [38], Rybicki & Lightman [120], Smoot [130].

Polvo térmico

La radiación que domina la emisión Galáctica por encima de 90 GHz es la emisión producida por pequeños granos de polvo, con tamaños típicos de unas pocas micras, que absorben la luz ultravioleta del medio interestelar reemitiéndola en la parte infrarroja del espectro. La emisión térmica del polvo puede modelarse por un cuerpo negro modificado, también denominado cuerpo-gris. Un estudio detallado de las propiedades de los granos de polvo puede encontrarse en [2]. De todos los experimentos que han proporcionado información sobre el polvo, el más destacado ha sido el instrumento IRAS (Infrared Astronomical satellite), COBE-DIRBE (Diffuse Infrared Background Experiment) y COBE-FIRAS (Far-infrared absolute spectrophotometer). Con la información obtenida de estas misiones Schlegel, Finkbeiner, & Davis [125] produjo el primer mapa de emisión térmica de polvo a $100\mu m$. Posteriormente Finkbeiner, Davis, & Schlegel [44] obtuvieron un nuevo mapa utilizando un modelo que describía la emisión de polvo como la contribución de dos cuerpos-grises, resultado que puede verse en la figura 1.13.

En los últimos años se ha detectado una emisión Galáctica anómala a bajas frecuencias que no puede ser considerada ni como polvo térmico ni como radiación libre-libre, aunque muchos autores han encontrado una correlación con el polvo térmico [83, 85, 106, 151]. Otro autores han propuesto un nuevo mecanismo que podría explicar esta radiación anómala Draine & Lazarian [40, 41], y la han denominado "spinning dust" o polvo en rotación. Un estudio pormenorizado de los datos acumulados de tres años del satélite WMAP todavía no ha dado ningún resultado concluyente.Un listado de experimentos que dicen haber detectado esta emisión anómala se puede encontrar Hinshaw et al. [73].

A.1.5 Componentes Extragalácticas

Fuentes puntuales

La contaminación de la RFCM debida a fuentes puntuales extragalácticas es un problema importante y debe ser estudiado en detalle. Comparado con otros contaminantes, la dependencia frecuencial de las fuentes no esta suficientemente bien estudiada en el rango de los GHz. En la última década se ha hecho un gran esfuerzo para modelar las diferentes poblaciones de fuentes. Estas poblaciones se pueden dividir en dos grupos diferenciados, la radiofuentesy las fuentes infrarrojas o submilimétricas. Las radiofuentes son fundamentalmente núcleos activos de galaxias, con una fuerte emisión no térmica originada en el centro de la galaxia. Esta emisión es radiación sincrotrón producida por electrones relativistas moviéndose a lo largo de campos magnéticos. La emisión infrarroja es producida por el polvo, que absorbe luz UV reemitiéndola en la zona infrarroja del espectro. Esta parte del espectro de fuentes puntuales se conoce con poco detalle, aunque en los últimos años se están realizando experimentos en este rango de frecuencias, lo que esta posibilitando la aparición de nuevos modelos teóricos más detallados.

Los modelos que describen las poblaciones de radiofuentes y de fuentes infrarrojas usan el llamado "numero de cuentas de fuentes", el número de fuentes por estereorradián y por intervalo de flujo, es decir, el número de objetos de una cierta población y su flujo correspondiente.

En lo que se refiere a las radiofuentes, en la última década un gran número de grupos han estudiado las observaciones de fuentes a frecuencias por debajo de 8 GHz [42, 79, 141], proponiendo modelos que ajusten bien a las observaciones. De éstos, el más aceptado en los últimos años ha sido el de Toffolatti et al. [141], un modelo que ajusta bien el número de cuentas para umbrales $\nu \leq 30GHz$ con un flujo límite de $\sim 20\ mJy$. En el último año, un nuevo modelo para las radiofuentes ha sido propuesto por De Zotti et al. [32], mejorando el modelo existente de Toffolatti et al. [141]. En este trabajo, De Zotti estudia las contribuciones a las cuentas de distintas poblaciones de fuentes en el rango de $20 - 30$ GHz. Han obtenido nuevos modelos evolutivos para los radio cuásares de espectro plano, objetos BL Lac y fuentes de espectro inclinado. Para las fuentes infrarrojas, los modelos disponibles hasta hace unos poco años no se ajustaban a las observaciones con SCUBA y MAMBO y fue entonces cuando Granato et al. [53, 54] introdujeron una nueva población de galaxias esferoidales. En resumen, el último modelo de De Zotti et al. [32] es el que mejor describe el número de cuentas radiogalaxias observado por debajo de $\nu \leq 150$ GHz, mientras que para frecuencias por encima de $\nu \geq 150$, donde dominan los esfeorides, el mejor modelo disponible en la actualidad es el de Granato et al. [53, 54].

En el año 2003, el equipo del satélite WMAP de la NASA publicó los resultados del análisis de las fuentes detectadas en los datos del primer año a frecuencias comprendidas en el rango $23 - 94$ GHz. Este análisis dio como resultado un catálogo de 208 objetos que tenían una amplitud mayor de cinco veces el nivel de ruido de la imagen [11] en al menos alguna de las cinco frecuencias. En el año 2006, con los datos acumulados de tres años, han publicado un nuevo catálogo con 323 objetos [73]. Como se verá en el último capítulo de esta tesis, nosotros hemos estudiado $\sim$ 3000 objetos observados a 5 GHz en los mapas de WMAP con el objeto de producir un catálogo con estimaciones de flujos a las cinco frecuencias de WMAP.

Efecto Sunyaev-Zel'dovich

El efecto SZ es considerado una anisotropía secundaria de la RFCM. Este efecto se produce por la interacción de los fotones de la RFCM con el gas caliente en las regiones centrales de los cúmulos de galaxias, lo que produce una distorsión muy característica en el espectro, con un incremento de la temperatura a frecuencias mayores de 217 GHz y una disminución de la temperatura para frecuencias menores (ver figura 1.5).

A.2 El problema de la separación de componentes

En las secciones anteriores hemos repasado el origen de la radiación del fondo cósmico de microondas y la abundante información que se puede obtener de un estudio pormenorizado de esta radiación. Posteriormente hemos enumerado las diferentes fuentes de contaminación que deben ser consideradas en el estudio de datos de la RFCM, y en particular, las emisiones de fuentes difusas de nuestra Galaxia (polvo, sincrotrón y radiación de frenado) y, la más importante para nosotros, la emisión de fuentes compactas extragalácticas y cúmulos SZ. Desde un punto de vista práctico, el proceso de observar el cielo en frecuencias de microondas y la separación de la señal de la RFCM de los otros contaminantes no es trivial. En la última década se ha hecho un gran esfuerzo para desarrollar técnicas que permitan separar unas componentes de otras. Dependiendo del interés de cada uno en una u otra componente, la técnica a usar variará. Algunas técnicas hacen este tipo de análisis en una aproximación Bayesiana, teniendo en cuenta información *a priori* sobre las componentes a separar, y otras lo harán de forma ciega. Algunos de los métodos propuestos en la literatura son filtros de Wiener (WF) [16, 138], métodos de máxima entropía (MEM) [74, 75], análisis de componentes independientes (FastICA) [93, 94], análisis de componentes independientes mediante ajustes espectrales (SMICA) [29, 110] y la wavelet de sombrero Mejicano (MHW) [19, 145].

A.2.1 Técnicas para la extracción de fuentes puntuales

De entre todos los métodos que se han propuesto para resolver el problema de la separación de componentes, el filtrado de imágenes es especialmente efectivo para la detección de fuentes compactas en un ruido de fondo, como el que se puede encontrar en la mezcla de de la RFCM con los contaminantes Galácticos.

En el contexto de la detección de fuentes compactas, un filtro es un dispositivo que transforma los datos de tal forma que, después de filtrar, hemos aumentado el contraste entre la señal de los objetos que queremos detectar y el ruido de la imagen. Desde el punto de vista matemático, un filtro es un operador:

$$L \,:\, f(x) \rightarrow g(t) = L\,f(t) \tag{A.2.1}$$

donde f es la señal de entrada, g es la señal de salida y t es la variable independiente.El filtro es lineal si la cantidad filtrada g es una función lineal de la señal de entrada, y el filtro es homogéneo (invariante en el tiempo) si la salida está retrasada un tiempo τ cuando la entrada está retrasada un tiempo τ, $g(t-\tau) = L(f(t-\tau)$.

Cuando filtramos una imagen con un filtro lineal e independiente del tiempo (ver ecuación A.2.2), es equivalente a multiplicar la transformada de Fourier de los datos con una función de transferencia (ver ecuación A.2.3), que en el espacio de Fourier puede considerarse como un dispositivo selector de frecuencias

$$Lf(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(u)h(t-u)du = \int_{-\infty}^{\infty} h(u)f(t-u)du = h \otimes f \tag{A.2.2}$$

$$Lf(t) = g(t) = h \otimes f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{h}(q)\hat{f}(q)e^{-iqt}dq, \tag{A.2.3}$$

donde $\otimes$ significa convolución. Por tanto, un filtro lineal independiente del tiempo es equivalente a una convolución con la función respuesta h. Como se verá posteriormente, esto va a ser de gran utilidad porque como podemos conocer las frecuencias en las que se encuentran las fuentes compactas, podemos diseñar el filtro o función de trasferencia adecuado para reducir la contribución de aquellas frecuencias que no nos interesen, por ejemplo, aquellas que correspondan al ruido en pequeña escala y aquellas que correspondan a variaciones a gran escala en la imagen. Aunque en principio podríamos diseñar filtros sencillos como la función escalón, que elimina todas la frecuencias que no nos interesan, esto sabemos que puede introducir estructuras artificiales en la imagen, y ,por tanto, es deseable que los filtros sean continuos en Fourier.

Algunos de los filtros más conocidos son:

A.2.2 Filtros Adaptados

Consideremos un señal S con amplitud A en la posición x_0 mezclado con un ruido n con dispersión σ. La razón señal-ruido (SNR) es

$$s/n = \frac{s(x_0)}{\sigma} = \frac{A}{\sigma} \tag{A.2.4}$$

y nuestra capacidad para detectar la señal será proporcional a la SNR. Ahora, definimos la ganacia o amplificación A de la señal obtenida con un cierto filtro como

$$A = \frac{s_\psi(x_0)/\sigma_\psi}{s(x_0)/\sigma} \tag{A.2.5}$$

donde $s_\psi(x_0)$ es el campo filtrado en la posición de la fuente y σ_ψ es la dispersión del mapa filtrado. Si la amplificación es mayor que 1, el contraste señal-ruido habrá aumentado en el mapa filtrado, aumentando las posibilidades de deteccón.

Es posible maximizar la ganancia del filtro haciendo $s_\psi(x_0) = s(x_0)$ mientras que minimizamos σ_ψ. Si realizamos esta minimización en el espacio de Fourier, se puede demostrar que el filtro que satisface la minimización es

$$\Psi(q) \propto \frac{s^*(q)}{P(q)} \tag{A.2.6}$$

donde $s(q)$ es la transformada de Fourier del perfil de la señal $s(t)$ y $P(q)$ es el espectro de potencias de los datos.

A.2.3 Ondículas: La familia de ondículas de sombrero mejicano

En la última década se han desarrollado un gran número de técnicas basadas en ondículas para la compresión de datos, el reconocimiento de patrones, denoising, etc. Recientemente se han empezado a usar este tipo de técnicas para la detección de fuentes compactas en imágenes astronómicas. Las ondículas tienen una interesante propiedad que las hace muy útiles, preservan información sobre la posición y la escala de la imagen (no como en el caso de la transformada de Fourier).

Consideremos la "transformada de ondícula discreta" (DWT). La base de la ondícula se construye a partir de traslaciones y dilataciones de la ondícula madre ψ y de la función de escala ϕ:

$$\psi_{j,l} = 2^{j/2}\psi(2^j t - l), \phi_{j,l} = 2^{j/2}\phi(2^j t - l), \tag{A.2.7}$$

donde j y l son números enteros que representan los índices de las dilataciones y las tralasciones, respectivamente, y ψ y ϕ son ortogonales y satisfacen ciertas relaciones matemáticas [27]. En concreto, deben satisfacer que

$$\int \psi(t)dt = 0m \int \phi(t)dt = 1. \tag{A.2.8}$$

La reconstrucción de la señal f(t) usando la base de las ondículas viene dada por

$$f(t) = a_{0,0}\phi_{0,0}(t) + \sum_j \sum_l w_{j,l}\psi_{j,l}(t) \tag{A.2.9}$$

donde a y w son los coeficientes de ondícula y se definen como

$$a_{0,0} = \int f(t)\phi_{0,0}(t)dt, w_{j,l} = \int f(t)\psi_{j,l}(t)dt. \tag{A.2.10}$$

La expresión A.2.9 puede interpretarse como la suma de una función a baja resolución más una serie de refinamientos que contienen información sobre los detalles de la función f(t). La diferencia entre un nivel de refinamiento j y el siguiente nos esta dando información sobre la estructura de F a la escala j. Por lo tanto, la función de escala ϕ lleva información sobre las estructuras de una cierta escala en una región. Es por esta razón que son muy útiles para detectar fuentes puntuales, porque pueden separar estructuras de una escala determinada, la escala de la ondícula, mientras reducen o eliminan la contribución de otras escalas que no son de interés.

Consideremos la *transformada de ondícula continua* (CWT). En vez de utilizar números enteros de tralasciones y dilataciones, vamos a permitirles que varíen de forma continua. Entonces, para $R > 0$ y $b \in \mathbb{R}$,

$$\psi_{R,b}(t) = R^{-1/2}\psi\left(\frac{t-b}{R}\right). \tag{A.2.11}$$

Por tanto, la transformada continua de ondícula se define como

$$Wf(R,b) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\psi_{R,b}(t)dt = f \otimes \bar{\psi}_R(b), \tag{A.2.12}$$

donde $\bar{\psi}_R(t) = R^{-1/2}\psi(-t/R)$. Como ejemplo vamos a considerar la ondícula de sombrero Mejicano “MHW”, una función que se ha usado extensamente en nuestro grupo para la detección de fuentes puntuales con perfiles Gaussianos [19, 87, 144]. Esta ondícula se obtiene aplicando el operador Laplaciano a la función Gaussiana de anchura R (ver figura 1.20) y en dos dimensiones tiene la siguiente expresión

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[2 - \left(\frac{x}{R}\right)^2\right] e^{-\frac{x^2}{2R^2}}. \tag{A.2.13}$$

Nos gustaría destacar que las ondículas están compensadas, es decir, que la integral por debajo de la curva es cero, y cuando filtramos esto ayuda a eliminar ruido y otras contribuciones con escalas de variacion mayores que la de la ondícula. Si aplicamos de forma iterativa el operador Laplaciano a la función gaussiana obtenemos una familia de ondículas. Hemos estudiado los primeros miembros de esta familia [51] y hemos encontrado que el primer miembro, la MHW ó MHW1, y el segundo miembro, MHW2, son las funciones que mejor se comportan cuando se utilizan para detectar fuentes compactas.

Aproximación Bayesiana

La mayoría de la técnicas desarrolladas para la detección de fuentes compactas están basadas en filtros lineales. Una excepción es la *Aproximación Bayesiana* de Hobson & McLachlan [76]. Este método se basa en la evaluación de los parametros θ, que caraterizan las variables que no se conocen (posición, amplitud y tamaño) de la distribución posterior no normalizada $\bar{P}_r(\theta|D)$, dados los datos D. Esta probabilidad viene dada en términos del likelihood $P_r(\theta|D)$ y del prior P_r.

$$\bar{P}_r(\theta|D) \equiv P_r(D|\theta)P_r(\theta). \tag{A.2.14}$$

Hay dos aproximaciones a este método. El primero es un método exacto que intenta detectar todos los objetos presentes en los datos simultáneamente y, el segundo, un método iterativo mucho más rápido que han denominado "algoritmo McClean". En ambos métodos se da una estimación de los parámetros y sus errores. En ambos casos, el espacio de parámetros que caracteriza los objetos se explora usando cadenas de Markov en conjunción con métodos Monte Carlo. En este trabajo, los autores comparan ambos algoritmos para un ejemplo sencillo, una imagen de 200 pixeles de lado que contiene ocho objetos con forma Gaussiana que se encuentran en un ruido blanco Gaussiano. La señal-ruido de los objetos varía entre 0.25 y 0.5. En el primer caso, el método exacto, el número de objetos es un parámetro adicional a determinar, y todos los objetos son detectados sin que aparezcan detecciones falsas. Aunque el método parece funcionar muy bien y los parámetros han sido estimados con precisiń, es computacionalmente costoso.

El segundo método, de tipo iterativo, intenta detectar los objetos uno a uno. Esto va a reducir de forma significativa el tiempo de CPU necesario y, además, el resultado es muy similar al obtenido con el método exacto (aunque uno de los objetos no es detectado). Este método puede ser competitivo con otros basados en filtros, aunque necesita suponer la forma funcional del likelihood, el prior de los parámetros y el perfil de los objetos. Esto puede ser un problema en situaciones realistas, sin tener en cuenta la complejidad que se introduce si tenemos componentes adicionales como el ruido instrumental y las emisiones Galácticas.

A.2.4 Técnicas para la detección de SZ térmico

La detección del efecto SZ inducida por cúmulos de galaxias en el RFCM se puede conseguir con técnicas de detección de fuentes compactas. En las frecuencias de microondas, los cúmulos de galaxias aparecen como objetos no resueltos incluso para los experimentos con mayor resolución. La emisión SZ aparece como una fuente compacta cuya forma es la convolución del perfil del cúmulo con la respuesta de la antena del instrumento con el que se observa. Por tanto, todas las técnicas de detección mencionadas anteriormente pueden usarse para detectar SZ, teniendo en cuenta el perfil de el cúmulo. Esto ha sido realizado, entre otros, por Herranz et al. [68], Schulz & White [127] y Hobson & McLachlan [76].

Como se muestra en la figura 1.5, el efecto SZ térmico tiene una dependencia frecuencial característica. Si disponemos de observaciones multifrecuenciales, esta dependencia puede usarse para detectar esta emisión. Hay distintos métodos para extraer la señal de SZ de un mapa. Primero, usando alguno de los métodos de separación de componentes que recuperan simultáneamente todas las componentes, incluida la emisión SZ. Segundo, desarrollando métodos nuevos que tengan en cuenta la información a diferentes frecuencias [37, 70].

Técnicas de Filtrado

En el artículo de Herranz et al. [70], los autores presentan dos técnicas para detectar SZ en cúmulos a partir de mapas multifrecuenciales: una técnica de combinación y un filtro multifrecuencial. En ambos casos, el perfil del cúmulo se supone conocido. En el primer método lo que se hace es una combinación lineal de los mapas individuales a cada frecuencia, utilizando los pesos apropiados para obtener la máxima amplificación de los objetos. Entonces, el mapa combinado se filtra con un filtro que tenga en cuenta las características de éste mapa. En el segundo método, las imágenes se filtran con un filtro que tiene en cuenta las croscorrelaciones entre canales de frecuencia. Además, tiene en cuenta la dependencia espectral del efecto SZ. A continuación, los mapas filtrados se suman. En este trabajo los autores comparan diferentes filtros multifrecuencia y concluyen que el mejor es el *multifiltro adaptado* (MMF). Analizando simulaciones realistas con las características de Planck, los autores estiman que se podrá detectar 10.000 cúmulos en 2/3 del cielo observado con este satélite.

Técnica Bayesiana no-paramétrica

Un método alternativo de detectar cúmulos SZ en Planck ha sido propuesto por Diego et al. [37]. En este método las fuentes puntuales extragalácticas se extraen de mapas individuales usando la óndicula de sombrero mejicano. Posteriormente el mapa a 857 GHz se utiliza para extraer la contribución del polvo y el de 217 para extraer el RFCM de los otros mapas. Después se construye un mapa del paramámetro de Compton en el espacio de Fourier, maximizando modo a modo, la distribución de probabilidad posterior $P(y_c|d)$. Usando el teorema de Bayes, esta probabilidad está dada por

$$P(y_c|d) \propto P(d|y_c)P(y_c) \tag{A.2.15}$$

La maximización se hace sólo si se conocen el likelihood $P(d|y_c)$ y el prior $P(y_c)$. Puesto que los residuos en los mapas individuales están dominados fundamentalmente por ruido instrumental, el likelihood se puede aproximar a una distribución Gaussiana multivariada. Entonces, los autores encuentran que el prior $P(y_c)$ sigue una ley de tipo $(exp(-|y_c|^2/P_{y_c}))$ para cada modo de Fourier, donde P_{y_c} es el espectro del mapa de SZ. Teniendo en cuenta estos resultados y maximizando la probabilidad posterior se obtiene la siguiente solución para el mapa de y_c para cada modo:

$$y_c = \frac{dC^{-1}R^t}{RC^{-1}R^t + P_{y_c}^{-1}} \tag{A.2.16}$$

donde d son los datos, R es el vector respuesta (el vector que tiene la información de la antena a cada frecuencia y la dependencia frecuencial del SZ térmico) y C es la matriz de croscorrelación de los residuos. Este método no hace ninguna suposición sobre el perfil de los cúmulos SZ.

A.2.5 Técnicas para la detección de SZ cinemático

El efecto SZ cinemático se puede usar para determinar las velocidades peculiares de los cúmulos. Esta es una tarea dificíl porque esta emisión es un orden de magnitud más débil que el efecto SZ térmico y, además, tiene la misma dependencia frecuencial que la

RFCM, por lo que observaciones multifrecuencia no sirven para distinguirlos como en caso térmico. Más aún, las otras componentes Galácticas y el ruido instrumental complican todavía mas el análisis. Una aproximación al problema tiene en cuenta la fuerte correlación espacial entre ambos efectos, el cinético y el térmico. Además, también es de utilidad usar las observaciones a 217 GHz, donde la contribución del efecto térmico es despreciable. Finalmente, la distribución de probabilidad altamente no-Gaussiana del efecto SZ cinemático y su espectro de potencias son muy distintos de los de las otras emisiones, lo que se podría usar para separarlo de la RFCM. Hasta hace poco tiempo sólo había algunos métodos que trataran este problema tan complejo [46, 60, 76]. Recientemente, Herranz et al. [71] ha introducido una versión modificada del filtro adaptado y lo ha aplicado a simulaciones de Planck para estudiar la detección del efecto SZ cinemático.

Multifiltro Adaptado Insesgado

Un MMF para detectar SZ cinemático se puede construir de forma análoga a como se hizo para el caso térmico, siempre que estén disponibles observaciones multifrecuencia. La forma de la fuente será el resultado de la convolución del perfil del cúmulo con la respuesta de la antena, aunque en este caso la dependencia frecuencial será la del efecto cinemático. Los autores encuentran que la estimación del efecto SZ cinemático (y la del térmico) están sesgadas. Se puede demostrar que esto se debe a que ambas señales tienen el mismo perfil espacial. Este sesgo es despreciable para el caso térmico, pero no para el cinemático. Para corregir este sesgo, los autores introducen un nuevo filtro MMF insesgado (UMMF). Las estimaciones obtenidas con este nuevo filtro son ligeramente menores que antes, pero intrinsecamente insesgadas. Los autores han testado este filtro con simulaciones realistas de Planck, suponiendo conocidos el perfil y la posición del cúmulo. Como era de esperar, el sesgo se ha corregido, aunque el error en la determinación de las velocidades peculiares sigue siendo muy grande, incluso para cúmulos muy brillantes.

A continuación vamos a detallar los trabajos mas importantes que se han hecho para esta tesis así como los resultados y conclusiones mas destacados que se han obtenido. Los principales resultados de estos análisis se pueden encontrar en López-Caniego et al. [90, 91].

A.3 Resumen de los Capítulos

Capítulo 2:

En este capítulo consideramos filtros para la detección y extracción de fuentes compactas en una señal de fondo. Hacemos un tratamiento unidimensional suponiendo que las fuentes tienen un perfil Gaussiano mientras que la señal de fondo puede describirse como un campo aleatorio Gaussiano homogéneo e isótropo, caracterizado por un espectro de potencias invariante de escala. Después de filtrar detectamos picos, y posteriormente, aplicamos un test de Neyman-Pearson para definir la región de aceptación que incluye no solo la amplificación sino también la curvatura de las fuentes y la función de distribución de probabilidad *a priori* de las fuentes. Buscamos un filtro óptimo de entre una familia de filtros adaptados variando la escala de tal forma que al aplicarlo sobre los datos, obtengamos el máximo número de detecciones reales para una densidad número de detecciones falsas (López-Caniego et al. [86]).

Capítulo 3

En este capítulo consideramos el problema de la detección de fuentes compactas en una señal de fondo Gaussiana. Hacemos un tratamiento unidimensional considerando dos aspectos importantes para el problema, el diseño del detector y el filtrado de los datos (ver López-Caniego et al. [87]). Nuestro esquema de detección se basa en máximos locales y tiene en cuenta no solo la amplitud, sino también la curvatura de los máximos. Utilizaremos un test Bayesiano de Neyman-Pearson para definir la región de aceptación, que viene dada por un detector lineal suficiente que es independiente de la distribución de amplitudes de las fuentes. Estudiamos como la detección puede mejorar mediante el uso de filtros lineales con un parámetro de escala y comparamos algunos de estos filtros (la ondícula de sombrero Mejicano, el filtro adaptado y el filtro adaptado a la escala). Además, introducimos un nuevo filtro que depende de dos parámetros y que llamaremos "biparametric scale-adaptive filter" (BSAF).

El valor de estos dos parámetros puede determinarse, dada la pdf a priori de las amplitudes de las fuentes, de tal forma que el filtro optimiza el funcionamiento del detector en el sentido de que da el mayor número de detecciones reales para un número fijo de falsas detecciones. Este nuevo filtro se puede reducir al filtro adaptado (matched filter), al filtro adaptado a la escala (scale-adaptive filter) y la ondícula de sombrero mejicano. Por tanto, por construcción, el BSAF siempre mejorará a otros filtros, o como mínimo dará los mismos resultados.

la combinación de un esquema de detecciń que incluye información sobre la curvatura y un filtro flexible que incorpora dos parámetros libres (uno de ellos la escala) mejora significativamente el número de detecciones en algunos casos interesantes. En concreto, para el caso de una distribución de fuente débiles en un ruido blanco, la mejora con respecto al filtro adapatado standard es del orden de 40%. Finalmente, se introduce una estimación de la amplitud (valor más probable) y se demuestra que este estimador es insesgado y de eficiencia máxima.

Capítulo 4

En este capítulo consideramos la detección de fuentes puntuales en imágenes astronómicas bidimensionales (ver López-Caniego et al. [88]), aunque este método es totalmente general y se puede aplicar a otros campos. El esquema de detección que proponemos está basado en una estadística de picos. Suponemos que las fuentes tienen un perfil Gausiano, una buena aproximación al perfil de una fuente convolucionada con la antena del detector en experimentos de microondas, y que están en un ruido de fondo que se puede describir por un campo aleatorio Gaussiano homogéneo e isótropo caracterizado por un espectro de potencias invariante de escala. En este esquema, el contraste de las fuentes frente al ruido va a aumentar debido a la utilización de filtros lineales. Después de filtrar, identificaremos los máximos locales y aplicaremos nuestro esquema de detección, un detector de Neyman-Pearson que define nuestra región de aceptación usando información "a priori" de la pdf de las fuentes y de la razón de densidades número. Estudiamos el funcionamiento de diferentes filtros: la ondícula de sombrero mejicano, el filtro adaptado y el filtro adaptado a la escala. Además, hacemos una extensión al caso bidimensional del filtro adaptado a la escala biparametrico (BSAF) para compararlo con los anteriores. El BSAF depende de dos parámetros que se determinan maximizando la densidad número de detecciones reales y fijando la densidad número de detecciones espurias. Con nuestro criterio de detección, encontramos que el BSAF funciona mejor que los otros filtros para un ruido blanco.

Capítulo 5

En este capítulo estudiamos la fusión lineal y cuadrática de un conjunto de imágenes bidimensionales con el objetivo de producir una única imagen que amplifique la señal y minimize el ruido (ver López-Caniego et al. [89]). Como punto de partida, consideramos subimágenes obtenidas filtrando una imagen inicial con tres ondículas de la familia de ondículas de sombrero mejicano (*Mexican Hat Wavelet Family*) y un método multiescala, para obtener 3N subimágenes. Posteriormente, usaremos un método de fusión lineal y cuadrático para producir imágenes combinadas, que usaremos para la detección de fuentes puntuales. Este método lo vamos a testar en simulaciones realistas a 44 GHz de la misión Planck de la ESA. Uno de los resultados que obtenemos es que, para el caso anteriormente descrito, usando fusión cuadrática y permitiendo un $\simeq 1\%(5\%)$ de falsas detecciones, detectamos un $26\%(23\%)$ más de fuentes que usando la fusión lineal al nivel $5\sigma(4\sigma)$.

Capítulo 6

En este capítulo estudiamos la detección de fuentes puntuales extragalácticas en mapas bidimensionales para las nueve frecuencias de interés de la misión Planck de la ESA (ver López-Caniego et al. [90]). En este trabajo hemos usado "templates" para describir las distintas fuentes de contaminación galáctica y extragaláctica. Para las componentes difusas y los cúmulos SZ hemos usado el cielo de referencia de Planck (Planck Reference Sky Model). Para las fuentes puntuales extragalácticas, nuestras simulaciones - que incluyen todas las poblaciones relevantes en este intervalo de frecuencias - están basadas en modelos evolutivos actuales. Para realizar este estudio, comparamos tres filtros construyendo un catálogo ciego de detecciones para cada uno de ellos. Los filtros que vamos a comparar son: el filtro adaptado (MF) y los dos primeros miembros de la familia de ondículas de sombrero mejicano (MHW1 y MHW2). Para las nueve frecuencias de Planck vamos a mostrar el número de detecciones reales y falsas, el porcentaje de espurias a diferentes flujos límite de detección, el nivel de completitud de los catálogos y los errores promedio en la estimación de la densidad de flujo de las fuentes detectadas. Además, permitiendo un 5% de detecciones falsas, obtenemos el siguiente número de detecciones filtrando con la MHW2 un área equivalente a medio cielo: 580 (30 GHz), 342 (44 GHz), 341 (70 GHz), 730 (100 GHz), 1130 (143 GHz), 1233 (217 GHz), 990 (353 GHz), 1025 (545 GHz) y 3183 (857 GHz). Nuestro estudio indica que el MF y la MHW2 dan resultados similares, mientras que la MHW1 funciona peor en algunos casos, y especialmente para flujos muy bajos. Este es un resultado importante, porque somos capaces de obtener resultados comparables con una ondícula (MHW2) y con el MF, con las implicaciones que esto tiene en cuanto a facilidad de implementación y uso.

Capítulo 7

En este capítulo aplicamos la ondícula MHW2 para estimar a las frecuencias de WMAP la densidad de flujos de un subcatálogo completo de 2491 objetos [91]. Los objetos de este subcatálogo tienen flujos $\geq$ 500 mJy a 5 GHz y están distribuidos por todo el cielo, exceptuando una región ($|b| \leq 5°$) cercana a la Galaxia. Despues de detectar 392 fuentes a un nivel $> 3\sigma$ en los mapas filtrados con la MHW2, fuentes presumiblemente extragalácticas, nos quedan 380 fuentes a nivel $> 5\sigma$ en al menos uno de los canales de WMAP. De ellas, 97 (un 26%) son "nuevas", no están presentes en el catálogo de

WMAP. Además, se ha corregido el sesgo de Eddington en los flujos de las fuentes usando un nuevo método que no necesita el conocimiento "a priori" de la pendiente de la distribución de cuentas de las fuentes. Nuestras estimaciones de la densidad de flujo antes de hacer la corrección son compatibles con las estimaciones de WMAP a 23 GHz. Solo encontramos discrepancias importantes en dos fuentes, una de ellas. A frecuencias más altas, los flujos de WMAP tienden a estar sistemáticamente sobreestimados, aunque no por mucho. Este es debido, probablemente, a que la respuesta de la antena se separa de la aproximación Gaussian al aumentar la frecuencia. Globalmente, por encima del limite de completitud de 1.1 Jy a 23 GHz detectamos 42 fuentes que no detectan en WMAP. Por otro lado, nuestro criterio de selección (objetos a 5 GHz con S $\geq$ 500 mJy) deja fuera a 25 fuentes de WMAP, 12 de las cuales están por encima del nivel 5σ y sólo 3 tienen $S_{23\mathrm{GHz}} \geq 1.1$ Jy. Por tanto, nuestra aproximación es competitiva con la de WMAP.

A.4 Conclusiones

En el **Capítulo 2** hemos introducido el problema del *diseño del detector*, usando una norma de Neyman-Pearson que utiliza información "a priori" de la distribución de fuentes y de la densidad número de máximos (máximos del ruido y del ruido + fuente) para definir una región de aceptación. En esta aproximación basada en máximos hemos incluido información no solo de la amplitud, sino también de la curvatura. La curvatura de los máximos del ruido diferirá mucho de la curvatura típica de las fuentes, y queremos usar esta información para mejorar nuestra norma de detección. Usando esta información, la posibilidades de detección no dependen solo de la amplificación de las fuentes obtenida después de filtrar, sino también de los momentos superiores del campo filtrado.

- Hemos aplicado nuestra técnica a una familia de filtros adaptados (MTF), modificando la escala del filtro adaptado estándar (MT). Hemos considerado el caso de ruido de color, que se puede modelar como un campo aleatorio Gaussiano isótropo y homogéneo, caracterizado por un espectro de potencial invariante de escala $P(q) \propto q^{-\gamma}$, $\gamma \geq 0$.

- En un ejemplo práctico hemos demostrado como la curvatura desempeña una función muy importante en la definición de la región de aceptación y hemos demostrado que el número de detecciones para el caso de un filtro con una escala similar al tamaño del píxel mejora el número de detecciones del MF estándar.

- Este resultado ha sido testado con simulaciones numéricas para una distribución uniforme de fuentes y ruido blanco.

En el **Capítulo 3** atacamos el problema del *diseño de filtros* de una forma nueva. Diseñamos un filtro unidimensional de tal forma que optimiza el número de detecciones reales para un número determinado de detecciones falsas, cuando se usa junto con la regla de decisión basada en la amplificación y la curvatura del campo filtrado.

La optimización del número de detecciones reales se realiza usando la función de distribución de probabilidad "a priori" de las amplitudes de las fuentes. Este filtro dependerá de dos parámetros libres y por ello lo vamos a denominar "biparametric scale adaptive filter" (BSAF).

Generalizamos la forma funcional de este filtro, así como la de otros filtros comúnmente usados en la literatura, introduciendo un nuevo grado de libertad α, que nos permite filtrar a cualquier escala, incluyendo la escala de la fuente R.

- Hemos mostrado las ventajas de filtrar a escalas inferiores s la escala de fuente R, lo que puede mejorar de forma significativa el número de detecciones.

- Como ejemplo, hemos considerado dos distribuciones diferentes de fuentes. La primera, una distribución uniforme en el intervalo $\nu \in [0, 2]$ en el campo filtrado, y segunda, una ley de potencias en el intervalo $\nu \in [0.5, 3]$, es decir, fuentes débiles.

- El BSAF ha demostrado ser significativamente mejor que el filtro adaptado estándar (MT), el filtro adaptado a la escala (SAF) y la ondícula de sombrero mejicano (MHW) en algunos casos. En concreto, la mejora en el número de detecciones de el BSAF con respecto al MF es del orden de 40%, para los siguientes valores: $\alpha = 0.3$, $\gamma = 0$, $n_b^* = 0.05$ y $R = 3$.

- También hemos testado el funcionamiento de los filtros para una mezcla de fuentes débiles, intermedias y brillantes. Para una distribución uniforme con $A \in [0, 5]\sigma_0$ y para una ley de potencias con $A \in [0.5, 5]\sigma_0$, el BSAF también mejora al MF. Aunque para una ley de potencias con $A \in [3, 5]\sigma_0$, es decir, dominada por fuentes brillantes, encontramos que el BSAF óptimo se reduce al MF estándar, que en este caso es el que da el mayor número de detecciones.

- Por construcción, el BSAF siempre funcionará mejor que los demás filtros, ya que el SAF y el MF son casos particulares de el BSAF, y esto garantiza que los parámetros del BSAF lo reducirán al mejor filtro posible en cada caso. Por tanto, el número de detecciones obtenidas con el BSAF siempre será, como mínimo, igual al mejor de los otros dos filtros y, en algunos casos, superior.

- Nuestros resultados sugieren que, desde un punto de vista práctico, uno podría usar el BSAF cuando $0 \lesssim \gamma \lesssim 1$, puesto que en esta región claramente mejora el número de detecciones con respecto a los otros filtros. Aunque para $\gamma \gtrsim 1.0$, el uso de la MHW esta justificado por su robustez en su forma funcional analítica y porque con ella se obtienen aproximadamente el mismo número de detecciones que con el BSAF o el MF.

- Para las distribuciones de fuentes estudiadas (excepto para aquella en la que dominan las fuentes brillantes), si fijamos el valor de γ, n_b^* y R, obtenemos que los parámetros óptimos de el BSAF dependen débilmente de la distribución.

En el **Capítulo 4** vamos a considerar el interesante caso del *diseño del filtro + diseño del detector* en dos dimensiones:

- Generalizamos al caso dos-dimensional el detector de Neyman-Pearson, considerando la densidad número de picos. Esto nos lleva a un detector suficiente, que, en el caso de fuentes esféricamente simétricas, es lineal en la amplitud y en la curvatura de las fuentes.

- Implementamos la forma funcional de el MF, la MHW y el SAF al caso dos-dimensional. Además, derivamos el BSAF en dos dimensiones para compararlo con los filtros anteriores con la intención de comprobar cual de ellos funciona mejor detectando fuentes.

- Introducimos un grado extra de libertad α en los filtros anteriores que nos permitirá filtrar a diferentes escalas αR, donde R es la escala de la fuente.

  Queremos resaltar que, por construcción, la forma funcional de el BSAF incluye a la del MF como un caso particular y su funcionamiento en términos del número de fuentes reales dado un número de detecciones falsas debe ser como mínimo tan bueno como el del MF.

- Como aplicación, hemos considerado un caso interesante, un distribución uniforme de fuentes débiles con amplitudes $A \in [0, 2]\sigma_0$, donde σ_0 es la dispersión del campo filtrado con el MF, y con ruido blanco ($\gamma = 0$).

- Hemos probado fuentes de diferentes tamaños, variando R, y fijando diferentes valores para la densidad número de detecciones falsas n_b^*. Encontramos que el

BSAF mejora el número de detecciones hasta un $\simeq 40\%$ con respecto al MF ($\alpha = 1$) para ciertos casos.

Queremos resaltar que, puesto que el detector de Neyman-Pearson para el MF standard ($\alpha = 1$) se reduce a un detector clásico basado en umbrales comúnmente usado en astronomía, los resultados de este trabajo implican que es posible, bajo ciertas circunstancias, detectar más fuentes puntuales que en la aproximación clásica.

En el **Capítulo 5** hemos presentado un método nuevo para combinar imágenes de tal forma que la imagen final tiene varianza mínima y, además, es un estimador insesgado de la amplitud de las fuentes que contiene la imagen en la posición de éstas. Este método tiene dos fases diferenciadas, primero se obtiene la imagen combinada I_{lin} y después se opera con ella siguiendo el siguiente esquema: $I_{fin} = I_{lin} + \alpha \times I_{lin}^2$, donde α es un valor que se encuentra numéricamente.

Hemos estudiado los casos de fusión lineal y cuadrática de imágenes y los hemos testado con simulaciones en un contexto de detección de fuentes compactas en datos astronómicos. Estas simulaciones las hemos hecho para dos tipos de ruido, blanco y de color, añadiendo fuentes puntuales con las especificiaciones del canal de 44 GHz del satélite Planck de la ESA. En ambos casos comparamos el número de detecciones reales y de detecciones falsas para la fusión lineal y cuadrática, y lo comparamos con lo que se obtiene de usar la MHW a la escala óptima.

- Para ruido blanco y un umbral de 5σ, si comparamos el caso lineal y la MHW obtenemos que la mejora es del orden del 23%. Por otro lado, si comparamos la fusión cuadrática y la MHW, la mejora es de $\simeq 25\%$.

- Cuando consideramos el caso realista de 44 GHz de Planck y un umbral 5σ, comparando la MHW con la fusión lineal, la mejora es del orden de 12%.

- Además, encontramos que usando la fusión cuadrática detectamos un $\simeq 35\%$ mas de fuentes reales que con la MHW (con $r < 1\%$).

- Si lo que comparamos es el método de fusión cuadrática con los resultados obtenidos si no filtramos, detectamos cuatro veces más objetos para la misma razón r.

  Queremos resaltar que el parámetro ϵ que aparece en la fusión cuadrática se puede obtener de forma sencilla. Además, el tiempo de CPU necesario para procesar cada simulación es del orden de segundos.

En el **Capítulo 6** hemos comparado el funcionamiento de tres filtros para detectar fuentes puntuales en mapas de la RFCM. Los filtros que hemos usado son el MF, la MHW (MHW1) y una nueva ondícula, que se obtiene aplicando el operador Laplaciano dos veces a la Gausiana, y que hemos denominado MHW2. En el caso de las dos ondículas, siempre buscando la escala a la operan de forma óptima.

- Hemos testado estos filtros en simulaciones realistas del cielo de microondas, con las especificaciones de los nueve canales del satélite Planck de la ESA. En lo que se refiere a los contaminantes Galácticos y efecto SZ hemos usado el llamado "Reference Sky Model" de Planck. Además, hemos simulado la RFCM basada en el modelo cosmológico actual y hemos usado las simulaciones de fuentes puntuales basadas en los modelos más recientes. Posteriormente hemos aplicado estos tres filtros a un número suficiente de simulaciones para cubrir un área equivalente a medio cielo $(2\pi sr, b > |30°|)$.

- Lo que encontramos es que la MHW2 y el MF funcionan mejor que la MHW1 en algunos aspectos, especialmente a las frecuencias más bajas de Planck. Con los tres filtros se detecta aproximadamente el mismo número de fuentes reales y con flujos límites similares, pero con la MHW1 se obtiene un número de detecciones falsas en muchos casos mayor. De hecho, el MF y la MHW2 dan resultados muy similares en los distintos indicadores que hemos estudiado.

- Este es un resultado muy importante porque ambas ondículas, la MHW1 y la MHW2, tienen una forma funcional analítica y conocida. El único parámetro que necesitamos obtener es la escala optima, algo que se hace localmente y de forma rápida.

  Problemática del Filtro Adaptado

  Aunque el MF puede ser el filtro óptimo en algunas situaciones, la propia construcción de este filtro no está exenta de algunas arbitrariedades que deben ser controladas:

- Primero, es necesario estimar el valor del espectro de potencias para todos los modos de Fourier presentes en la imagen, lo cual es especialmente difícil para aquellos modos bajos donde el espectro es más "ruidoso".

- Segundo, en ocasiones la utilización de un espectro ruidoso para construir el MF produce un filtro con discontinuidades en el espacio de Fourier, lo que puede introducir estructuras artificiales en la imagen filtrada. Es por ésto que el espectro debe ser suavizado antes de usarlo para construir el filtro, lo que introduce un nuevo factor de arbitrariedad.

- Tercero, en algunas ocasiones no será posible estimar de forma adecuada algunos modos de Fourier, por ejemplo cuando usemos máscaras con agujeros, y en estos casos esos modos deben ser presupuestos.

- Cuarto, extensión de algunos de los problemas anteriores, y aparición de problemas nuevos, cuando queremos trabajar directamente en la esfera.

  Por tanto, la conclusión más importante de este análisis es que la ondícula MHW2 es seguramente la mejor herramienta para construir un catálogo de fuentes porque da un número de fuentes detectadas y fuentes falsas comparable al que se obtiene con el MF, pero es más fácil de implementar, más robusto y requiere menos tiempo de CPU.

En el capítulo **Capítulo 7** hemos usado la ondícula MHW2 para obtener estimaciones (o límites superiores) de las densidades de flujo de un catálogo completo a todo el cielo de 2491 fuentes fuera del corte Galáctico $|b| > 5°$ a 5 GHz (o a 1.4 y 0.84 GHz, en aquellas regiones no cubiertas por los experimentos a 5 GHz).

- Hemos obtenido estimaciones de densidades flujo de 939 fuentes detectadas por encima de 3σ y límites superiores para el resto de las 3σ.

- Detectamos 383 fuentes por encima de 5σ, de ellas, 101 (un 26%) son “nuevas”, no están presentes en el catálogo de WMAP.

- Detectamos 37 fuentes extragalácticas de WMAP $< 5\sigma$ con una correspondencia a baja frecuencia. Esto puede ser debido a que nuestras estimaciones del error son sustancialmente mayores que las dadas por WMAP. De hecho, los errores en la estimación de WMAP no se corresponden con las flucutuaciones del ruido de la imagen en la vecindad de la fuente, sino a las incertidumbres en la amplitud del ajuste a una Gaussiana. Por tanto, el catalogo de WMAP empieza a estar incompleto a densidades de flujo del orden de 10 veces su nivel de error.

- Nuestras estimaciones de la densidad de flujo para fuentes detectadas $\geq 5\sigma$ se ajustan bastante bien a las de WMAP a 23 GHz. A frecuencias mayores, los flujos de WMAP tienden a estar ligeramente por encima de los nuestros. Esto se debe probablemente a que la respuesta de la antena a un objeto puntual sólo se puede aproximar a una forma Gaussiana en las frecuencias más bajas, y se desvía cada vez más según aumenta la frecuencia.

- Hemos desarrollado y aplicado un método para corregir el denominado "sesgo de Eddington" en la estimación del flujo. Este método no necesita tener un conocimiento *a priori* de la pendiente del número de cuentas por debajo del límite de detección.

- Nuestro criterio de selección excluye 25 fuentes de WMAP. De éstas, sólo 12 son detecciones $\geq 5\sigma$ en nuestro análisis, y de éstas, sólamente 3 tienen densidades de flujo $\gtrsim 1.1$ Jy a 23 GHz, el límite de completitud de WMAP. Por tanto, nuestra aproximación no-ciega es competitiva con las técnica ciega adoptada por WMAP. De hecho, perdemos 3 fuentes más brillantes que el límite de completitud estimado ($S_{23\mathrm{GHz}} = 1.1\,\mathrm{Jy}$), pero detectamos 43 fuentes nuevas. Entonces, nuestro límite de completitud es $\simeq 98.7\%$.

- Globalmente, el 26% de las fuentes que detectamos a un nivel $\geq 5\sigma$ no están presentes en el catálogo de WMAP. Sólamente 283 de las 2491 fuentes en nuestro catálogo inicial fueron detectadas a un nivel $\geq 5\sigma$ en al menos uno de los canales de WMAP.

Trabajo Futuro

En esta tesis hemos desarrollado técnicas novedosas para la detección de fuentes puntuales en imágenes en una y dos dimensiones. También, hemos desarrollado un detector lineal que además de la amplificación también tiene en cuenta la información espacial, como la curvatura, para construir la región de aceptación. Estas técnicas han sido testadas con éxito en simulaciones realistas de Planck y en datos reales del satélite WMAP.

- En un trabajo futuro vamos a explotar el catálogo de fuentes puntuales en las frecuencias de WMAP que hemos construido de forma no-ciega para estudiar las propiedades a alta frecuencia de las fuentes seleccionadas a baja frecuencia.

- Queremos extender algunas de estas herramientas a la esfera, complementando otras ya existentes que también se han desarrollado en nuestro grupo. Filtrar los datos directamente en la esfera permite aprovechar al máximo las ventajas de las ondículas para detectar fuentes compactas, en concreto la MHW1 y MHW2, en comparación con el MF.

- Además esperamos complementar la detección "no-ciega" de fuentes en parches de WMAP que hemos realizado, con la detección "ciega" en la esfera.

- Por último, esperamos aplicar todas estas herramientas para detectar fuentes puntuales en datos reales de Planck, tan pronto como esten disponibles los primeros mapas después de su lanzamiento en el año 2008. Además, también esperamos contribuir con algunos de nuestros algorítmos en la construcción del primer catálogo de fuentes compactas que se obtenga con Planck, el "Early Release Catalog of Point Sources", así como el catálogo final.