

Radiación de fondo y modelos cosmológicos

Nuevos detectores a bordo de sondas espaciales medirán con suma precisión las fluctuaciones de la radiación de fondo. Dichas observaciones serán determinantes en la obtención de un buen modelo cosmológico

Alejandro Gangui

La radiación cósmica del fondo de microondas, vestigio de la gran explosión inicial, es un frío baño de radiación en la región de microondas del espectro de luz que inunda el universo.

Con una temperatura de unos pocos grados Celsius por encima del cero absoluto, la radiación presenta dos propiedades extraordinarias: una isotropía casi perfecta, en cuya virtud la intensidad de la radiación es la misma en cualquier dirección del firmamento, y su espectro, cuya descomposición en frecuencias obedece a la ley de cuerpo negro con asombrosa exactitud.

Ese tipo de radiación sólo puede resultar de un estado de equilibrio térmico entre los constituyentes del universo, en una fase temprana densa, energética y caliente. Pero los fotones fósiles residuales que la componen no provienen directamente de la gran explosión. En el universo temprano la materia se hallaba ionizada y constaba de núcleos de hidrógeno, deuterio, helio y litio, elementos ligeros. Los fotones primordiales sufrieron continuas colisiones contra los electrones libres, convirtiendo el espacio en un medio opaco a la radiación.

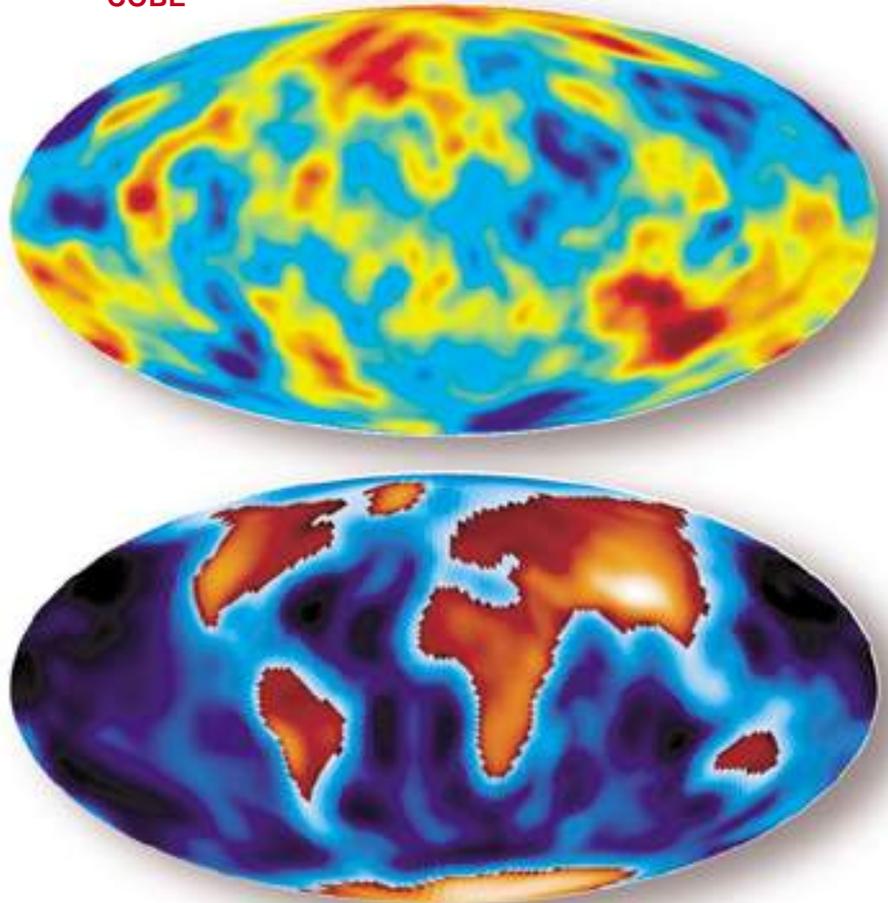
Con la expansión, las colisiones se hicieron menos frecuentes y bajó la temperatura ambiente. Los fotones vieron su longitud de onda estirarse y su energía, disminuir. En ese período, mermó el número de los fotones más energéticos hasta resultar insuficientes para destruir

la cifra creciente de partículas neutras (hidrógeno, principalmente) que comenzaban a combinarse.

Lo que antes fuera un estado de equilibrio térmico total, se hizo parcial. La radiación no pudo ya mantener ionizada la materia. A una temperatura de unos pocos miles de

grados, se desacoplaron materia y radiación. Desde ese momento, y suponiendo que el universo no se reionizó más tarde, materia y radiación evolucionaron por separado. Pero las continuas interacciones determinaron que los fotones olvidaran la información que llevaban im-

COBE



presa; debido a ello, nos quedará por siempre vedado el acceso directo, al menos a través de la radiación electromagnética, a los fenómenos físicos de épocas precedentes. La recombinación de los elementos ligeros se eleva como una “barrera” imposible de sortear cuando intentamos mirar atrás, hacia el momento de la gran explosión.

La radiación cósmica del fondo de microondas (RFM) permite conocer la situación del universo en el momento del desacople entre materia y radiación. Gracias a ella podemos abordar el estudio del tipo y la intensidad de las perturbaciones cosmológicas germinales en el plasma primordial, nubes de gas de materia que pronto se condensaron bajo la atracción gravitatoria y formaron las galaxias.

En 1964, Arno Penzias y Robert Wilson no lograban desembarazarse de un persistente ruido de fondo de una antena de los laboratorios Bell, en Holmdel, planeada para medir ondas de radio proce-

dentos de un satélite de comunicaciones. Aconsejados por el grupo de Robert Dicke, la interpretación de este ruido molesto terminó por hacerlos acreedores del premio Nobel de física en 1978, y, a la antena, del título de monumento histórico el 20 de diciembre de 1989.

Distintos grupos se aprestaron entonces a la tarea de cartografiar la RFM. Para estudiar la formación de estructuras astrofísicas, importa conocer las variaciones espaciales de la intensidad o temperatura efectiva de la RFM. En 1992, el *Explorador del Fondo Cósmico* (COBE) revelaba la presencia de “rizos” primordiales en la suave “cabellera” de la radiación cósmica del fondo de microondas.

La detección de anisotropías, a un nivel de 30 microkelvin de temperatura, impresas sobre un espectro térmico de cuerpo negro a 2,725 K revolucionó la cosmología y ofreció una herramienta poderosa para enjuiciar los modelos esbozados. Las mediciones del COBE fijan la amplitud y forma del espectro de

El autor

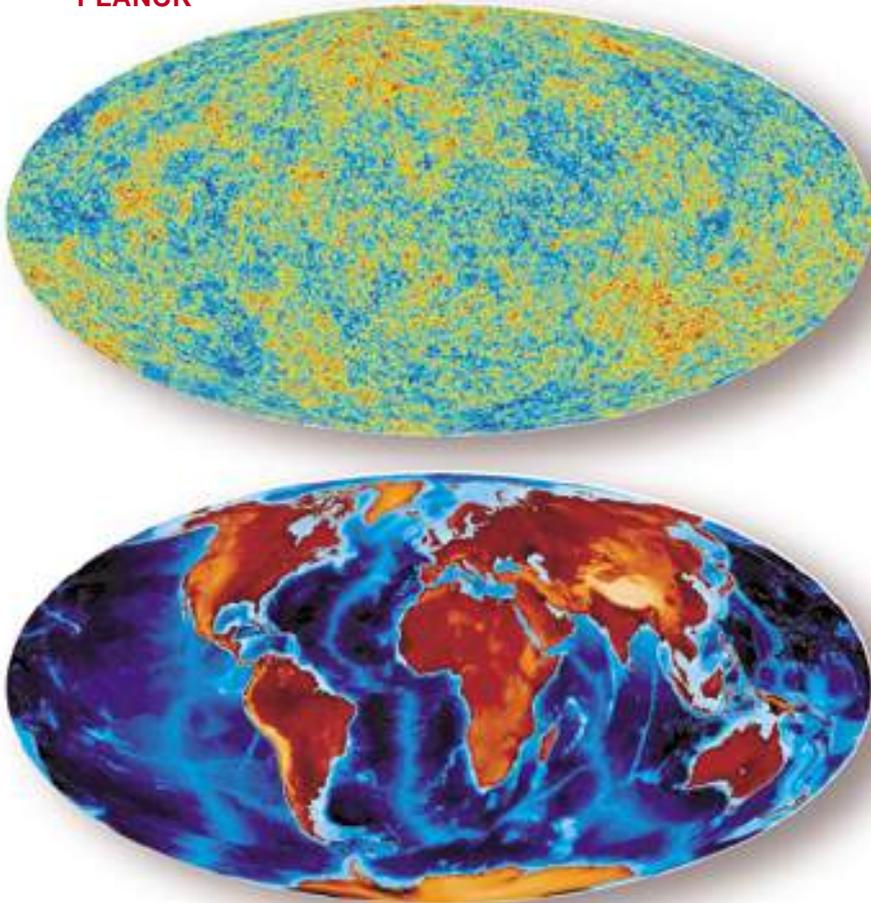
ALEJANDRO GANGUI es miembro del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de Argentina. Su interés se centra en la radiación del fondo de microondas y en los aspectos observacionales de los defectos topológicos cósmicos. Es además investigador visitante en el Observatorio de París.

fluctuaciones a escalas del horizonte cosmológico actual (unos 10.000 megaparsecs). Los detectores a bordo de la *Sonda de Anisotropías de Microondas* (MAP) de la NASA, a lanzarse el 30 de este mes de junio, y de su análoga europea *Planck* refinarán las mediciones. La temperatura actual de la radiación cósmica del fondo de microondas medida por el COBE es $T_0 = 2,725 \pm 0,002$ K. Cualquier desviación de su espectro con respecto a la radiación de cuerpo negro no excede las 50 partes por millón.

Pero la RFM no es exactamente la misma a lo largo de todo el cielo. Presenta una importante variación espacial dipolar en su temperatura. Esto es, en una dirección cualquiera la temperatura es proporcional al coseno del ángulo formado entre esta dirección y la dirección del movimiento. La diferencia de temperatura sería positiva, más caliente, en la dirección del movimiento y negativa, más fría, en la dirección opuesta.

El tamaño típico de las fluctuaciones a una escala angular determinada está dado por los coeficientes C_ℓ . Así se llaman uno de

PLANCK



1. LA TIERRA VISTA por el COBE y por el *Planck*. Las simulaciones del cielo de microondas muestran las fluctuaciones en la temperatura de la radiación de fondo en decenas de microkelvin. Ambas simulaciones corresponden a la misma realización de un modelo cosmológico estándar de materia oscura fría, sin curvatura espacial y con fluctuaciones primordiales adiabáticas (que conservan el número de fotones por barión). La resolución del Radiómetro Diferencial de Microondas de COBE (*figuras de la izquierda*) es de unos 10 grados. Las figuras de la derecha corresponden a *Planck*, de 5 minutos de arco de resolución angular. (Cortesía de E. Hivon y K. Górski.)

los observables más importantes a emplear cuando se trata de comparar predicciones teóricas contra los datos de la observación. Por ciertos procesos matemáticos sabemos que las diferencias en la temperatura entre direcciones del cielo separadas por un ángulo θ están relacionadas con cierto parámetro ℓ . A medida que ℓ aumenta iremos considerando rasgos particulares del espectro de fluctuaciones a escalas cosmológicas características cada vez menores. Por ejemplo, en un universo *plano*, sin curvatura espacial, el tamaño del horizonte a la época de la recombinación es del orden de 200 megaparsecs, lo que corresponde a algo menos de un grado de arco cuando lo proyectamos sobre el cielo hoy.

Antes de la recombinación, la densidad de electrones libres era tal, que los fotones no lograban propagarse sin colisionar constantemente contra éstos; el camino libre medio de la radiación era cortísimo. Materia ionizada, electrones y radiación formaban un único fluido, con la inercia provista por los bariones (protones y neutrones) y la presión de radiación de los fotones. Este plasma mixto tendía a condensarse bajo la atracción gravitatoria, pero la presión restauradora de radiación equilibraba esa

tendencia. No debe, pues, extrañarnos que aparecieran oscilaciones acústicas impulsadas por la gravedad, tanto en la densidad del fluido como en su velocidad local.

El primer pico acústico nos revela el tamaño del horizonte sonoro en el momento del desacople entre materia y radiación. Su posición fija el ángulo que el horizonte acústico de la recombinación subtende hoy en el cielo. Un ángulo mucho menor que un grado implicaría que la densidad de materia-energía total del universo sería inferior a la densidad crítica necesaria para que sea euclídeo (o plano). El universo contendría hipersecciones espaciales hiperbólicas de extensión infinita y curvatura negativa (universo abierto); en modelos simples (sin constante cosmológica Λ) la cantidad de masa gravitante sería pequeña y el universo se expandiría indefinidamente. A la inversa, en un universo de extensión finita y curvatura positiva (universo cerrado) la cantidad de materia sería suficiente y permitiría que los rayos de luz que nos llegaran convergieran, en cuyo caso el horizonte acústico de la recombinación subtendería un ángulo mayor al grado de arco.

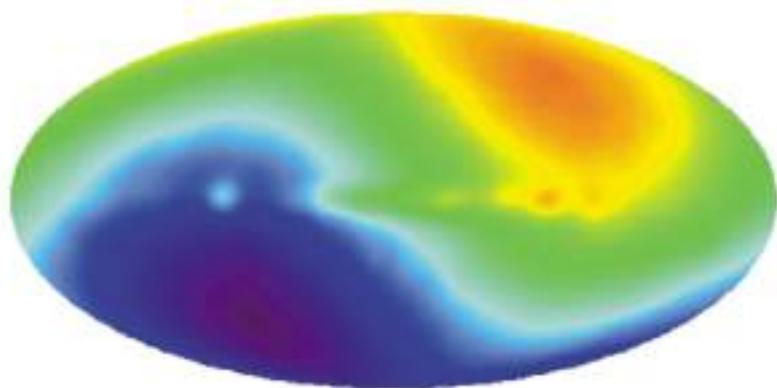
A escalas angulares muy grandes, la física que describe la generación de fluctuaciones térmicas es bastante sencilla. Puesto que las

escalas involucradas son mucho mayores que el horizonte acústico durante la última dispersión de fotones contra electrones libres, el análisis no requiere la microfísica de la recombinación ni parámetros cosmológicos todavía harto imprecisos, como son el contenido exacto en bariones o en materia oscura. Pero estas anisotropías sí dependen de las contribuciones relativas de las perturbaciones en la densidad de energía (perturbaciones escalares) y en ondas gravitatorias (modos tensoriales, el análogo gravitatorio de las ondulaciones en un estanque), así como también de la forma (índice espectral) de dichas perturbaciones primordiales.

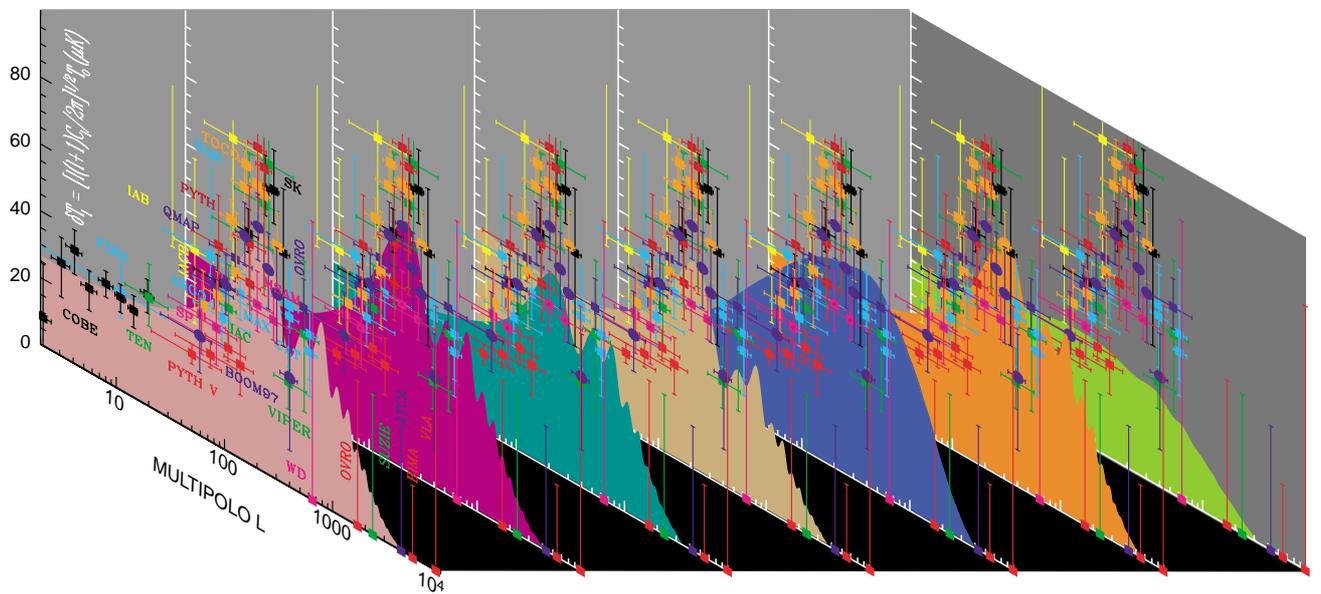
Aquí el papel preponderante corresponde a la gravedad. Bastan sutiles perturbaciones de gran longitud de onda en la densidad de materia para distorsionar el espacio y generar pozos de potencial. Una sobredensidad en un lugar generará una subdensidad en su vecindad. Así, las geodésicas de los fotones se verán distorsionadas y éstos perderán energía al escapar de los pozos gravitatorios (sobredensidades) originando manchas frías pequeñas e irregulares en el mapa térmico.

Luego de este período, los fotones de la RFM se propagarán libremente, sin entrar apenas en interacción. Por el contrario, las perturbaciones en la densidad de materia sufrirán una fuerte evolución, ya que son las semillas de las galaxias y cúmulos observables hoy. A grandes escalas angulares, la RFM es nuestra instantánea más precisa de la distribución del potencial gravitatorio cuando el universo contaba unos 400.000 años de edad.

Modelos más complicados pueden modificar el cuadro. En un cosmos de baja densidad, la variación temporal del potencial gravitatorio seguirá influyendo en la RFM más allá de la última difusión. Por su lado, la evolución de los defectos topológicos cósmicos —“fracturas y agujeros” en el tejido espacio-temporal formados en transiciones de fase durante la expansión y enfriamiento del universo— perturbará sin cesar el fondo de radiación a lo largo del viaje de los fotones, dejando una huella característica en su espectro.



2. EL EFECTO DOPPLER debido al movimiento de nuestro sistema solar es el origen de este mapa de la radiación de fondo de microondas detectada por el COBE. La observación se produjo a una frecuencia de 53 gigahertz. Cubre todo el cielo con una precisión del milikelvin en las anisotropías de la temperatura del fondo cósmico. La imagen está en coordenadas galácticas y el plano de la Vía Láctea se halla dispuesto en forma horizontal a través de la figura. Las constelaciones del Cisne, Sagitario y Orión se ubican a la izquierda, centro y derecha, respectivamente. La radiación en el sentido del movimiento aparece con mayor intensidad (*color amarillo rojizo*), mientras que en las antípodas del cielo su intensidad está por debajo de la media (*color azul violáceo*). El análisis de los datos revela que nuestro Grupo Local de galaxias se desplaza a una velocidad de 600 km/segundo con respecto al sistema en reposo de la RFM.



- | | | |
|---|---|--|
| <p>MODELO I (CHDM):
MATERIA OSCURA FRIA + CALIENTE
(0,7, 0,1, 0,2,0)</p> <p>MODELO II (ΛCHDM):
MATERIA OSCURA FRIA + CALIENTE + Λ
(0,2825, 0,05, 0,0175, 0,65)</p> <p>MODELO III (SCDM):
MATERIA OSCURA FRIA "SIMPLE"
(0,95, 0,05, 0, 0)</p> | <p>MODELO IV (TCDM):
MATERIA OSCURA FRIA INCLINADO
(0,9, 0,1, 0, 0)</p> <p>MODELO V (ΛSTRINGS):
CUERDAS COSMICAS + Λ
(0,25, 0,05, 0, 0,7)</p> | <p>MODELO VI (OCDM):
MATERIA OSCURA FRIA DE BAJA DENSIDAD
(0,45, 0,05, 0, 0)</p> <p>MODELO VII:
TEXTURAS GLOBALES
(0,95, 0,05, 0, 0)</p> |
|---|---|--|

3. ESPECTRO ANGULAR de potencias de las anisotropías en la temperatura de la RFM para siete modelos cosmológicos representativos, junto con datos experimentales. Las barras de error verticales muestran estimaciones con nivel de confianza del 68 %, mientras que los límites superiores son dados al 95 %. Las barras horizontales muestran aproximadamente la incertidumbre en multipolos angulares para cada experimento en particular. [Compilación de datos cortesía de M. Tegmark]. Bajo cada modelo se detallan los valores de los parámetros cosmológicos utilizados en orden ($\Omega_c, \Omega_B, \Omega_\nu, \Omega_\Lambda$), correspondientes a materia oscura fría (c), bariones (B), neutrinos (ν , una familia de neutrinos masivos) y constante cosmológica (Λ). Definimos Ω_B la fracción de bariones en la densidad crítica. El parámetro de Hubble "h" es siempre 0,5 excepto para OCDM (0,6) y Λ CHDM (0,65). El índice espectral escalar es siempre 1 salvo para TCDM donde se usó 0,8. Los espectros fueron calculados con el programa CMBFAST, excepto para Λ Strings y texturas globales que son cortesía de U. Seljak.

El grupo del COBE obtuvo la imagen de las anisotropías de la radiación cósmica de fondo. Pero no se proyectó tal registro para medir el diminuto nivel de polarización que la teoría predice para dicha radiación. Así, aunque claves para la cosmología, los resultados del satélite no permitían discriminar entre modelos de formación de estructuras. Además, en sus datos se encontraron características que apartaban a la RFM de una distribución gaussiana, contra todo pronóstico de los partidarios de los modelos de la inflación cósmica. Para tranquilidad de éstos, los análisis posteriores revelaron que la base de datos del COBE no estaba exenta de sesgos sistemáticos. Lo cierto es que se requieren experimentos de alta resolución angular y máxima cobertura espacial para terminar el trabajo iniciado por el COBE y resolver todos los interrogantes abiertos.

La sonda MAP medirá las pequeñas anisotropías en la RFM en cinco frecuencias, entre los 22 y los 90 gigahertz con una sensibilidad de 20 microkelvin, luego de dos años de integración. Al igual que en el COBE, las antenas del MAP medirán variaciones en la temperatura T, no los valores absolutos de T. Al observar diferencias de temperatura entre puntos del cielo separados en 141° , se cancelan la mayoría de las

señales espurias. La resolución angular del MAP, de unos 20 minutos de arco, se traduce en la esperanza de medir los coeficientes C_ℓ con barras de error ínfimas, cubriendo la región de los tres primeros picos acústicos.

Operan ya globos estratosféricos y radiotelescopios terrestres dedicados a reunir o analizar datos concernientes a la radiación cósmica de fondo. En ese ámbito, las misiones BOOMERanG y MAXIMA ya dieron sus frutos. BOOMERanG, un programa conjunto italo-americano, se sirvió de un grupo de bolómetros (detectores de radiación) instalados en la barquilla de un globo estratosférico. Su misión de 1998 aprovechó los vientos antárticos para realizar un vuelo circular alrededor del polo Sur durante 10 días. En el verano austral 98/99 barrió frecuencias desde los 90 a los 400 gigahertz, complementando el barrido proyectado para el MAP y com-

pleto con éste en precisión y resolución angular.

Con el uso de globos en lugares fríos y secos se ahorran interferencias de contaminantes; el vapor de agua de la atmósfera, por ejemplo, emite en microondas. Además, a frecuencias por encima de los 90 gigahertz, el contaminante galáctico principal es la emisión térmica del polvo, razón por la cual el trozo de cielo que el BOOMERanG seleccionó en el hemisferio meridional era uno de los más limpios en polvo galáctico.

Desde un principio, la posición y amplitud de los picos acústicos se consideraron los mejores discriminantes entre los modelos de formación de estructuras, como la inflación y los defectos topológicos cósmicos. La falta de coherencia en las perturbaciones generadas por la evolución de una red de defectos borra las oscilaciones secundarias del espectro angular de potencias.

Además, la determinante contribución de los modos tensoriales y rotacionales deja poco espacio para los modos escalares, los únicos que exhiben la necesaria inestabilidad gravitacional que llevará a la formación de estructuras astrofísicas y que son los responsables de los principales picos del espectro. Actualmente, a los modelos más simples de defectos topológicos no les va muy bien. Lo que no deja de tener su punto de ironía, si recordamos que en los defectos topológicos veían Yaakov Zel'dovich y Thomas Kibble, a mediados de los setenta y antes del advenimiento de la inflación, las semillas de la formación de estructuras.

En lo que concierne a los datos observacionales de la RFM recogidos, hay una cosa cierta: existe un primer pico en amplitud de δT_ℓ de unos 80 microkelvin recientemente detectado por las misiones BOOMERanG, MAXIMA y DASI. Se hallan luego otros picos se-

cundarios de menor amplitud y finalmente un decrecimiento para multipolos mayores verificado por el ingenio "Captador de Imágenes del Fondo Cósmico" (CBI). A las escalas angulares más pequeñas, el espectro de la RFM pierde amplitud de forma abrupta. En efecto, en 1968 Joseph Silk mostró que, durante el tiempo de la última difusión y debido al acoplamiento imperfecto entre los bariones y la RFM, las perturbaciones menores que la longitud de difusión de los fotones se amortiguarían exponencialmente. (Las refinadas observaciones de BOOMERanG y MAXIMA indican que nuestro universo es espacialmente plano.)

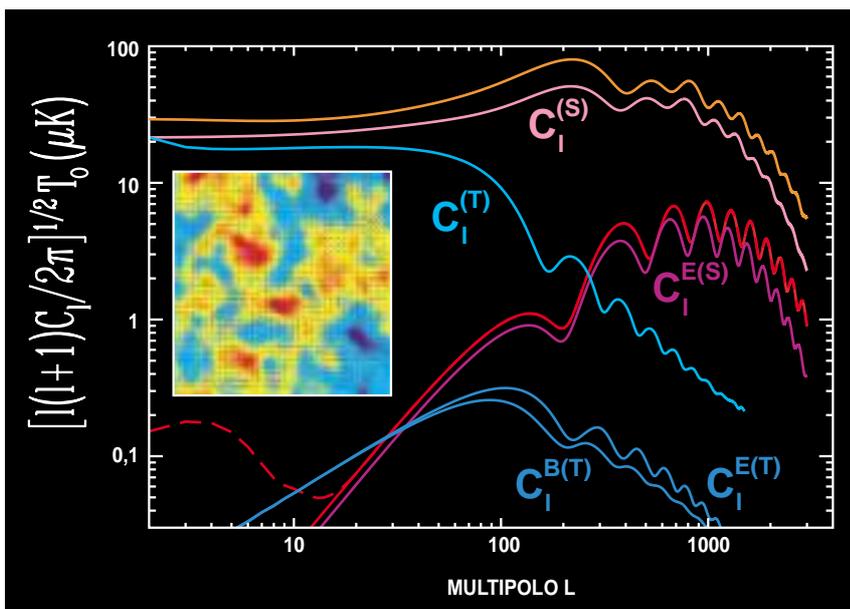
Pronto se comprendió que las anisotropías en la temperatura de la radiación de fondo no eran el único banco de pruebas para explorar el universo temprano. Había que detectar y estudiar la polarización de la radiación cósmica de fondo, correlacionar temperatura y polariza-

ción, acometer rastreos ópticos y de corrimiento hacia el rojo de galaxias, levantar censos de campos de velocidades astrofísicos y observar supernovas de tipo Ia.

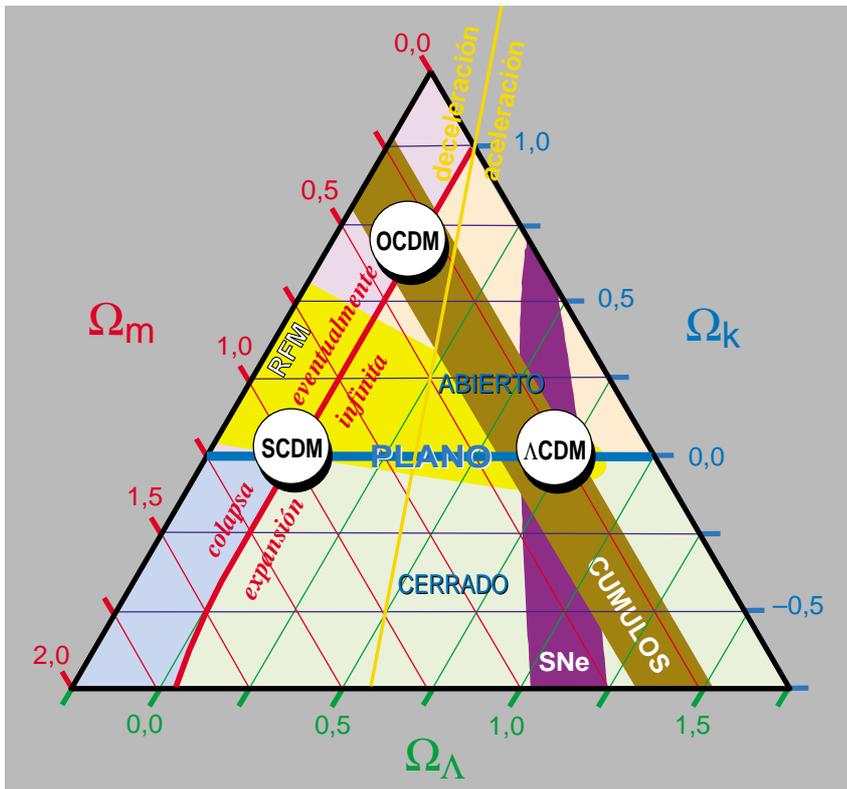
Martin Rees consideró, ya en 1968, la posibilidad de una RFM polarizada. Transcurridos más de treinta años, seguimos sin detectar el campo de polarización. Nuevos ensayos en globos, en el marco del proyecto BOOMERanG, contarán con detectores sensibles a la polarización y pondrán a prueba nuevas técnicas a emplear en la sonda europea *Planck*. La sonda MAP también contará con estos detectores y tendrá una sensibilidad superior a los 10 microkelvin en sus canales de baja frecuencia.

La polarización constituye un test importante para los modelos cosmológicos, a la vez que nos ayudará a recorrer la historia de ionización del universo. Surge exclusivamente de la interacción entre fotones de la RFM y electrones libres. Por tanto, la polarización sólo pudo generarse durante la última difusión. Su amplitud depende de la duración del proceso de desacople y, a diferencia de las fluctuaciones en la temperatura, no se resentirá de las variaciones del potencial gravitatorio. Mediciones futuras de la polarización proveerán un panorama claro de las inhomogeneidades presentes en el universo a unos 400.000 años de la gran explosión.

Para entender el proceso de polarización de la radiación de fondo, conviene dejar bien claros algunos puntos. Primero, la energía de los fotones es pequeña, comparada con la masa de los electrones. La frecuencia de la RFM no cambia en la interacción, ya que el retroceso de los electrones es despreciable. Segundo, el cambio en la polarización (esto es, en la orientación del campo eléctrico oscilante de la radiación) ocurre debido a una transición llamada difusión Thomson. La probabilidad de transición por unidad de tiempo es proporcional al cuadrado del producto escalar entre las direcciones de polarización antes y después de la transición. O lo que es lo mismo, se privilegiará la dirección de polarización inicial. Tercero, un campo eléctrico osci-



4. POLARIZACION EN LA RFM para dos modelos diferentes. Las curvas naranja y rojas (sin etiquetas) son los espectros angulares correspondientes al modelo Λ CDM, con reionización (línea roja discontinua) y sin ella (línea roja continua). El espectro de fluctuaciones en la temperatura es virtualmente el mismo con ambas historias de ionización (curva naranja). En el modelo de reionización, el universo se reioniza súbitamente a bajo corrimiento al rojo con profundidad óptica Compton de 0,05. Las curvas azules y violetas representan un modelo SCDM pero con una alta contribución de modos tensoriales, con índices espectrales invariantes de escala. Las curvas superiores muestran separadamente las contribuciones a la temperatura por parte de los modos escalares (S) y tensoriales (T). Las curvas de la polarización de tipo E y B generadas por modos tensoriales son etiquetadas E(T) y B(T) respectivamente. También mostramos en el recuadro un mapa del cielo de $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ con una simulación (cortesía de M. Zaldarriaga) de la temperatura y la polarización para el modelo SCDM.



5. “TRIANGULO COSMICO”, con los parámetros Ω_k , Ω_m y Ω_Λ . La cantidad Ω_k da la contribución energética de la curvatura espacial (definida positiva para universos de curvatura negativa) y Ω_m incluye todas las formas de materia-energía oscura o visible habituales. Cada punto del enrejado triangular satisface la regla simple $\Omega_k + \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$, fácilmente deducible de las ecuaciones de Einstein. La línea azul horizontal con $\Omega_k = 0$, etiquetada PLANO, separa el caso de un universo hiperbólico con espacio de curvatura negativa constante (“abierto”) del caso de un universo esférico (cerrado). La curva roja divide entre posibles destinos futuros: la contribución de una energía de vacío positiva dominará sobre las otras formas de materia-energía en algún momento de la evolución y, dada su presión negativa, hará que el universo se expanda por siempre. Sin embargo, esta suerte podría evitarse si el espacio estuviera fuertemente curvado positivamente y con un alto contenido en materia (parte inferior izquierda del diagrama). La línea amarilla separa universos actualmente acelerados de los que se encuentran en desaceleración. Las bandas observacionales de probabilidad de un nivel de confianza del 68% muestran tres tests restrictivos: la RFM (en amarillo, prefiere un universo plano), la física de cúmulos de galaxias (en marrón, da preferencia a un universo de baja densidad) y las mediciones de supernova (en violeta, prefieren una importante contribución de Λ). En el diagrama también se muestra la posición de modelos de tipo SCDM, OCDM y Λ CDM. Este último se ubica en la región en aceleración y está entre los que mejor reproducen las observaciones. (Cortesía de P. Steinhardt.)

lante de la radiación hará que el electrón también oscile; éste se comportará entonces como un dipolo (que no debe confundirse con el dipolo de la RFM) y la radiación dipolar se emitirá preferencialmente en dirección perpendicular a la dirección de oscilación.

Antes de la época de la recombinación, el campo de la radiación no estaba polarizado. El campo eléctrico de la RFM puede descomponerse en dos direcciones ortogonales, \hat{x} y \hat{z} , perpendiculares a su vez

a la línea de propagación \hat{y} . El campo eléctrico a lo largo de \hat{z} (siendo \hat{z} vertical) hará que el electrón oscile también verticalmente. De ahí que la radiación dipolar será máxima sobre el plano horizontal xy . Análogamente, la radiación dipolar debida al campo eléctrico a lo largo de \hat{x} se verá maximizada sobre el plano yz . Si ahora miramos desde el costado (desde la dirección \hat{x} , sobre el plano horizontal, y perpendicularmente a la dirección de incidencia \hat{y}) vere-

mos un tipo especial de radiación difundida. Desde nuestra posición no podemos percibir la radiación que emite el electrón oscilante en la dirección \hat{x} , pues esta radiación va al plano yz , ortogonalmente dispuesto respecto a nuestra ubicación. Así pues, es como si sólo la componente vertical del campo eléctrico entrante produjera la radiación que percibimos.

Pero sabemos que existe una probabilidad máxima de que la polarización de la radiación emergente esté alineada con la incidente. En breve, la radiación emitida se hallará linealmente polarizada. Ahora bien, puesto que la dirección de la radiación incidente y nuestra posición como observadores eran arbitrarias, no se alterará el resultado si las variamos: la difusión Thomson convertirá lo que era un fondo no polarizado de radiación en la RFM linealmente polarizada que un día se espera detectar.

No acaba aquí la historia. Para obtener el efecto total, hemos de considerar todas las direcciones posibles de procedencia de los fotones que vienen a interactuar con el electrón “blanco” de las colisiones, y sumarlas. Es simple entender que, en el caso de una distribución de radiación inicial isotrópica, las distintas aportaciones individuales se cancelarán mutuamente. Baste un argumento de simetría: en una configuración con simetría esférica no existe una dirección privilegiada. Se prohíbe la generación de polarización, pues ésta seleccionaría una dirección particular.

Pero la RFM no es exactamente isotrópica. Con una precisión del milikelvin el modo dominante es dipolar. ¿Alcanzará con esta distribución dipolar para generar la polarización? No, el dipolo no generará una señal. Aislemos un electrón y consideremos un campo de radiación incidente sobre éste, con mayor intensidad desde su izquierda que desde su derecha, y con intensidades interpolando entre estos dos valores por debajo y por encima de él. (Al fin y al cabo eso es un dipolo.) Bastará entonces sumar todas las contribuciones para ver que no quedará traza de polarización residual.

Si la RFM poseyera una variación cuadrupolar en la temperatura, entonces habría un exceso de polarización vertical, generada por los fotones incidentes de la derecha e izquierda (más calientes que la media) con respecto a la polarización horizontal procedente de la radiación incidente de arriba y abajo (más fría). Pues bien, este cuadrupolo en la RFM sí existe y fue detectado por el COBE. Desde cualquier punto de vista, las contribuciones ortogonales serán diferentes, dejando tras de sí un nivel de polarización lineal en la radiación difundida.

En el marco de modelos con combinación estándar, el nivel pronosticado de polarización es diminuto, por ser muy pequeño el cuadrupolo en la distribución de radiación, generado mientras los fotones viajan entre sucesivas difusiones. Las dispersiones múltiples terminan por crear un plasma demasiado homogéneo. Sólo las perturbaciones de longitudes de onda lo suficientemente cortas producirán anisotropías durante la trayectoria libre media de los fotones llevando a un valor significativo del cuadrupolo y, por consiguiente, de la polarización resultante.

En efecto, el modelo cosmológico estándar de materia oscura fría predice un nivel no superior a 0,05 microkelvin para escalas angulares mayores que unos pocos grados. De ahí que la detección del campo de polarización sea un verdadero desafío experimental.

La polarización aumenta a escalas del grado angular en modelos simples. Se prevé un gran chichón en el espectro con oscilaciones acústicas sobrepuestas que alcanza los 5 microkelvin. Mediante dos componentes independientes, E y B, podemos describir la polarización. Las perturbaciones escalares de densidad no producen polarización B. Esto es importante puesto que una eventual detección de dicho componente será una señal inequívoca de la existencia de un fondo de ondas gravitatorias. Si el universo sufrió una reionización global luego de la recombinación, habrá entonces una superficie de última difusión más reciente. El correspondiente horizonte será mayor, transfiriendo

potencia a las grandes escalas angulares del componente E.

La polarización de la RFM encierra una “mina de oro” en espera de beneficio por la cosmología. A ella se aplicará quizá la Estación Espacial Internacional. El *Observatorio de Polarización del Firmamento* (proyecto europeo SPORt) podría alojarse en la Estación Espacial y convertirse en el primer experimento de microondas europeo en el espacio. Se planea su vuelo para 2003 y entraría en funcionamiento justo después del MAP, con un rango de frecuencias entre 22 y 90 gigahertz, una resolución de 7 grados y una cobertura bruta del cielo de más del 80 %.

Las recientes observaciones de supernovas de tipo Ia con corrimientos al rojo de hasta $z \approx 1$ favorecen la existencia de una constante cosmológica Λ o de otra forma de energía oscura que resista el desplome gravitatorio. Estas explosiones de estrellas remotas cambiaron de forma radical la cosmología estándar. A la curvatura del espacio debemos ahora agregar el conocimiento preciso de la ecuación de estado cósmica en todas las épocas cosmológicas. En efecto, en presencia de esta energía de vacío un universo de baja densidad podría colapsar, mientras que otro con energía por encima de la crítica podría expandirse por siempre.

Mediciones precisas revelaron que dichas supernovas son más tenues y que se hallan, en promedio, entre un 10 y un 15 % más alejadas de lo que se esperaba en un universo estándar en desaceleración. Así, lejos de frenarse por la atracción gravitatoria entre sus constituyentes, la expansión del universo a las mayores escalas astrofísicas se hallaría en aceleración. Si tal fuera el proceso, la inclusión de materia oscura con considerable presión negativa para contrarrestar el freno gravitatorio sería la única forma de explicar los datos observacionales. La constante Λ , introducida por Einstein en 1917, actuaría como un tal componente de energía repulsiva.

Los campos de quintaesencia (Q) son otra propuesta teórica reciente. A diferencia de Λ , los campos Q serían variables en el tiempo y de-

sarrollarían inhomogeneidades. Estas dejarían señales observables en la forma de la distribución de galaxias y cúmulos, así como también en los espectros de temperatura y polarización de la RFM. Además, la dinámica de los campos Q ajustaría su densidad de energía actual para hacerla comparable con la de la materia estándar. Esto explicaría por qué tales campos dominan hoy la expansión esquivando los varios tests cosmológicos sobre su presencia en el universo temprano.

Sin embargo, buena parte de la comunidad científica se siente incómoda con este quinto componente cosmológico, Λ o sus variantes, pues no hay una clara explicación teórica sobre su existencia y valor. Aun así, los análisis basados en estudios de rayos X de cúmulos ricos en galaxias o fundados incluso en las propiedades de radiogalaxias de doble lóbulo han avanzado pruebas observacionales que revelan un acuerdo cabal con las supernovas de tipo Ia. Exigen algunos un mayor número de estudios de supernovas de alto corrimiento al rojo para asegurarse de que la aceleración cósmica no es sólo fruto de un artefacto producido por efectos sistemáticos observacionales.

En resumen, la RFM contiene una inmensa riqueza de información para la cosmología. Los experimentos de microondas futuros, sumados a otros tests astrofísicos, acotarán los posibles modelos que buscan explicar uno de los problemas más fundamentales, el de la formación de estructuras en el universo.

Bibliografía complementaria

- COSMIC GLOWS, D. Scott, xxx.lanl.gov/abs/astro-ph/9912038.
- IN SUPPORT OF INFLATION, A. Gangui, *Science* 291, 837 (2001).
- ECOS DE LA GRAN EXPLOSIÓN, R. R. Caldwell y M. Kamionkowski. UN CARTÓGRAFO CÓSMICO, Ch. L. Bennett, G. F. Hinshaw y L. Page. EL UNIVERSO Y SU QUINTAESENCIA, J. P. Ostriker y P. J. Steinhardt. LA ENERGÍA OSCURA, P. Ruiz-Lapuente. EL SENTIDO DE LA COSMOLOGÍA MODERNA, P. James E. Peebles. UNA NUEVA TEORÍA DEL UNIVERSO, João Magueijo, *Investigación y Ciencia* n.º 294, Marzo de 2001.