

LA NUEVA COSMOLOGÍA: PRINCIPIO Y FIN DEL UNIVERSO

ALBERTO GALINDO TIXAIRE *

* Departamento de Física Teórica. Facultad de Ciencias Físicas. Universidad Complutense. 28040 MADRID. España.

I. INTRODUCCIÓN

Cien años atrás se creía que los cielos eran inmutables, que el Universo se reducía a lo que hoy llamamos nuestra Galaxia, y que prácticamente el 100% de toda la materia estaba en las estrellas. El siglo XX nos ha legado una visión bien distinta: a/ los confines del Universo visible han retrocedido enormemente hasta albergar unos cien millardos de lejanas galaxias con distancias relativas que crecen sin cesar, b/ el Universo está lleno de un fondo uniforme de radiación de microondas y c/ la materia en las estrellas luminosas no representa ni siquiera un 2% de la total, siendo el resto oscura.

La expansión del Universo y su fondo de microondas sugieren un episodio muy singular bautizado como Gran Explosión, con densidades y temperaturas inconcebiblemente altas, acaecido hace unos catorce mil millones de años.

La teoría de la materia y la astrofísica han conseguido trenzar un relato bastante consistente de la evolución del Universo desde casi ese instante hasta nuestros días. Esta descripción, conocida como modelo cosmológico estándar, es el capítulo principal de la cosmología, ciencia que se ocupa del análisis del

Universo a gran escala, en el que los detalles locales son irrelevantes, importando sólo el comportamiento medio en regiones del orden de unos cientos de millones de años luz.

Antes de 1960, la cosmología era un paraíso para los teóricos, en el que toda especulación cabía. Famosa es la frase del cosmólogo Sir Hermann Bondi al comenzar sus charlas: *the data in cosmology are so likely to be wrong that I propose to ignore them*. No es extraño, pues, que Lord Rutherford, descubridor del núcleo atómico, amenazara con expulsar de su laboratorio a quien osase pronunciar la palabra “Universo”. El trabajo posterior de los astrofísicos ha proporcionado información numérica valiosa sobre parámetros de significación cosmológica (ritmo de expansión del Universo, abundancias primordiales de núcleos ligeros, temperatura del fondo cósmico de microondas, densidad media de materia, etc.). Ahora la cosmología es una respetada rama de la ciencia,¹ erigida sobre la observación y la teoría, en la que confluyen los esfuerzos de los astrofísicos y de los físicos de partículas.² El modelo cosmológico estándar, aderezado con ingredientes como la inflación, las anisotropías del baño de microondas y sus picos acústicos, y el hallazgo inesperado de aceleración en el ritmo de expansión del Universo, inferida de la luminosidad

* Este texto fue esencialmente escrito en el primer semestre de 2003. Lo hemos mantenido, con alguna nota de actualización.

¹ Algunos sostienen que la cosmología no es materia científica, basándose sobre todo en el hecho de que el Universo es un fenómeno irrepetible, un sistema físico no manipulable ni sometible a análisis controlados en un laboratorio. Ciertamente, el Universo es muy especial como objeto del discurso científico, pero las predicciones relevantes en la cosmología moderna son falsables y en consecuencia dignas de estudio.

² El ritmo actual de adquisición de datos observacionales de interés cosmológico suscitan la admiración y “envidia” de físicos como Steven Weinberg, preocupados por la sequía hoy reinante en la física de las partículas elementales.

aparente de varias decenas de supernovas de tipo Ia muy lejanas, que es menor de la esperada, es el nuevo sistema del mundo, con que este milenio arranca esperanzado ante la perspectiva de una cosmología de precisión. Esta *nueva cosmología* (en palabras de Michael Turner) enriquece sin duda al modelo estándar, a la par que plantea interrogantes de nuevo cuño.

No satisfecho con meterse así el mundo en su cabeza, el hombre se pregunta también: 1/ ¿Marcó el dramático evento de la Gran Explosión el origen del Universo, o se trata sólo de una etapa más, aunque distinguida? Esto es, ¿hubo algo antes? 2/ ¿Qué final aguarda a nuestro Universo en su evolución?

El propósito de esta conferencia es presentar de forma elemental los avances recientes que sustentan la nueva cosmología, narrando lo que la ciencia actual dice sobre la historia del Universo, y desgranando algunas de las respuestas aventuradas por los científicos acerca de su origen y de su destino final.

II. EL MODELO COSMOLÓGICO ESTÁNDAR

Empezaremos por resumir las bases observacionales y teóricas de la cosmología ordinaria.

Tres son los cimientos astrofísicos sobre los que se apoya este modelo:

- La expansión del Universo (Hubble 1929-32).
- El fondo cósmico de microondas (Penzias y Wilson, 1964).
- Las cosmoabundancias primordiales (Gamow 1942, Alpher, Bethe y Gamow 1948, Peebles 1966, ...).

El marco teórico consta de estos tres supuestos:

- El principio cosmológico (Milne 1935).
- La teoría einsteniana de la gravitación (Einstein 1915).
- La teoría actual de la materia (Glashow 1961, Weinberg 1967, Salam 1968, ...).

Empezaremos resumiendo las bases observacionales y teóricas del modelo cosmológico estándar (MCE), sin entrar, por razones claras de espacio y tiempo, en el modelo estándar de partículas elementales o teoría de la materia. También prestaremos atención a la edad, tamaño y composición del Universo, a su infancia térmica, y a los distintos tipos de horizontes de interés cosmológico.

A. La expansión del Universo

Para los griegos el cosmos no cambiaba. Newton pensaba lo mismo, e incluso Einstein compartió esta creencia hasta el descubrimiento por Hubble en 1929 de la expansión del Universo.³

En 1914 Slipher detectó el desplazamiento al rojo (de las líneas espectrales) de muchas galaxias, indicativo de que esas galaxias se alejan de nosotros. En 1929, tras años de observación en el Observatorio de Mount Wilson con el telescopio de 100 pulgadas, Hubble enunció su famosa ley de expansión: la velocidad de recesión de cada galaxia o, equivalentemente, su desplazamiento hacia el rojo, es proporcional a su distancia (Fig. 1). En fórmulas,

$$v \approx H_0 d, \quad z := \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx (H_0/c)d,$$

donde $H_0 = 100 h$ km/s/Mpc es la constante o parámetro de Hubble, y h un factor de “ignorancia”.⁴

³ Pero ya otros se le habían adelantado conceptualmente: Friedmann, matemático y meteorólogo ruso, que en 1922 presenta un modelo relativista de Universo en expansión, isótropo y homogéneo; y Lemaître, abate belga, quien en 1927 elabora modelos, también en expansión, aunque con constante cosmológica no nula.

⁴ El parsec (símbolo “pc”) es la distancia a la cual el diámetro medio de la órbita terrestre alrededor del Sol subtiende transversalmente un ángulo de $2''$; equivale a 3.262 años luz. Un año luz (símbolo “al”) es la distancia recorrida por la luz en vacío a velocidad $c \approx 299\,792\,458$ m/s durante un año: $1 \text{ al} \approx 10^{13}$ km. Se trata de una unidad “popular” de uso no aconsejado. Haremos uso de la notación científica para múltiplos y submúltiplos de unidades. Así, $1 \text{ Gal} = 10^9 \text{ al}$, $1 \text{ ka} = 10^3 \text{ a}$, con $\text{a} = \text{año}$, $1 \text{ mK} = 10^{-3} \text{ K}$, siendo K el kelvin, unidad de temperatura absoluta ($0 \text{ K} = -273.15 \text{ }^\circ\text{C}$). También usaremos, como es costumbre en astrofísica, los símbolos \odot y \oplus para denotar al Sol y a la Tierra, respectivamente.

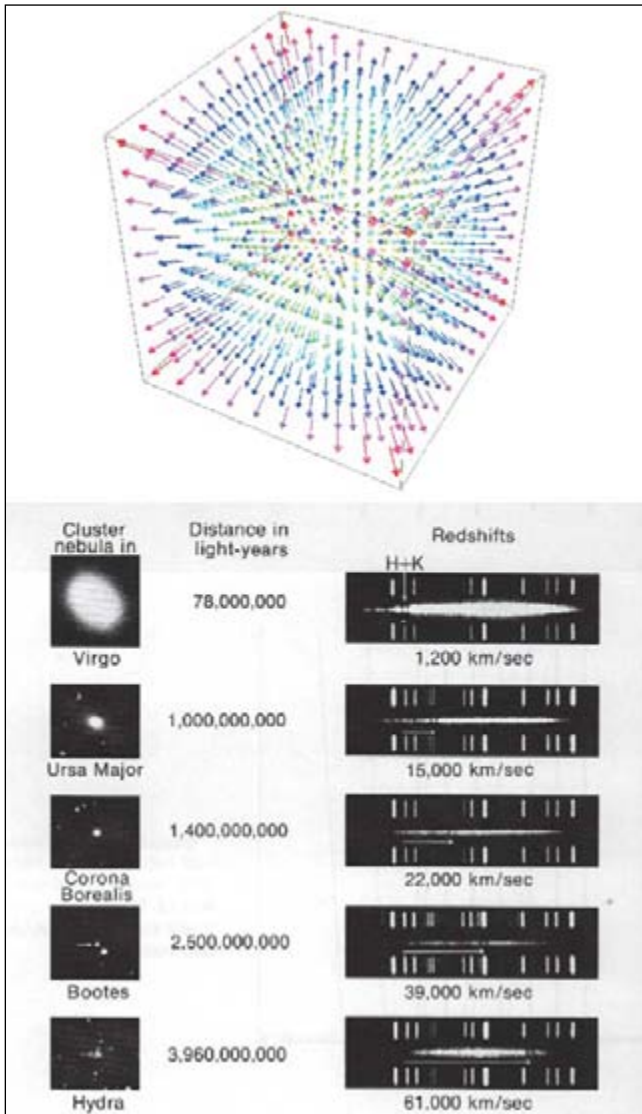


Figura 1. Expansión del Universo con respecto a cualquiera de sus galaxias.

Durante décadas ha habido dos posturas inflexibles sobre el valor de h : la propugnada por Sandage, con $h \approx 0.5$, y la mantenida por De Vaucouleurs, con $h \approx 1$. Finalmente ambas han convergido hacia un valor intermedio $h \approx 0.7$.

La importancia de disponer de un valor fiable de H_0 es crucial, pues interviene en la determinación de muchos otros parámetros de interés. En la pasada década se desarrolló el HST-“Key Project on the Extragalactic Distance Scale”, encaminado a medir H_0 con una precisión de un 10 %, tras calibrar varios indicadores secundarios de distancia (la relación de Tully-Fisher, el plano fundamental, las fluctuaciones de

brillo en superficie, y las distancias a supernovas Ia), mediante las distancias a 25 galaxias en un entorno de 25 Mpc obtenidas a partir de luminosidades de Cefeidas. Con dichos indicadores ya calibrados, se procedió a obtener distancias a galaxias lejanas en función de su desplazamiento al rojo, y de allí a deducir el valor de H_0 . Estos análisis (Fig. 2) han llevado al valor

$$H_0 = 72 \pm 8 \text{ km/s/Mpc}$$

en el que el error (1σ) está dominado por la imprecisión (10 %) en nuestra distancia ($d_{\text{GNM}} \approx 50 \text{ kpc}$) a la Gran Nube de Magallanes, que se usa para calibrar la relación periodo-luminosidad de las Cefeidas.

Otros métodos para estimar H_0 se basan en hipótesis físicas sobre el sistema observado, y por ello son menos fiables. A pesar de ello es reconfortante constatar que conducen a resultados compatibles con el valor antes dado. Destacan, entre ellos, el método basado en el efecto Sunyaev-Zel’dovich (colisión Compton de los fotones del fondo cósmico de microondas con electrones calientes de cúmulos galácticos interpuestos, que propende a acrecentar las frecuencias

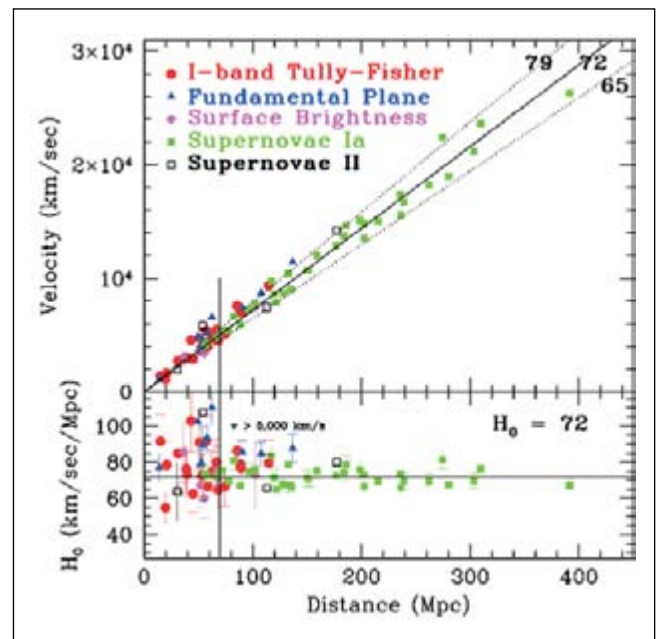


Figura 2. Velocidad versus distancia para galaxias a distancia menor de 400 Mpc. Se representan los datos obtenidos con cinco indicadores secundarios: la relación de Tully-Fisher para galaxias espirales, plano fundamental para galaxias elípticas, fluctuaciones en brillo superficial, SNeIa, y SNeII. El ajuste de la pendiente da $H_0 = 72 \text{ km/s/Mpc}$. En la parte baja se representa H_0 versus la distancia.

de aquellos), o el que se apoya en las diferencias de tiempo de llegada de las variaciones en luminosidad de las distintas imágenes de un cuásar producidas por deflexión gravitatoria en el campo de una galaxia interpuesta.⁵

Pero son los datos suministrados por la sonda WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) tras su primer año de operación, complementados con los datos del COBE (Cosmic Background Explorer) sobre la temperatura T_0 del fondo cósmico de microondas (FCM), los del CBI (Cosmic Background Imager) y ACBAR (Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver) sobre anisotropías a pequeños ángulos, y los resultados sobre el espectro de potencia de las fluctuaciones de galaxias obtenidos con la prospección 2dFGRS, de los que se ha extraído el siguiente valor más preciso para la constante de Hubble

$$H_0 = 71_{-3}^{+4} \text{ km/s/Mpc,}$$

perfectamente consistente con el suministrado por el análisis de las Cefeidas.

La fórmula de Hubble sólo sirve si $v \ll c$, o equivalentemente, para distancias $d \ll 1 \text{ Gpc}$.⁶ Luego veremos una expresión algo más general.

Pasando hacia atrás la película del Universo en expansión nos presenta un Universo en contracción y sugiere que aproximadamente $H_0^{-1} = 9.778 h^{-1} \text{ Ga} = 14 \text{ Ga}$ atrás hubo una fase primitiva con la materia estrujada al límite hasta estados de extrema densidad.⁷ Se habla de la Gran Explosión (GE) o Big Bang (BB) para denotar esa situación.⁸ Tan singular fase fue enormemente caliente. Así lo atestigua el fondo cósmico de

microondas. Esta radiación muy fría (3 K) que permea el Universo es como el pálido resplandor de aquella “hoguera” primigenia.⁹ En torno al 1% del ruido electromagnético que llega a la antena de un televisor cuando el canal emisor está apagado es debido a este fondo cósmico. El FCM contiene información preciosa sobre la GE e infancia posterior del Universo. Tanta, que los astrofísicos han depositado una enorme esperanza en los datos que sobre el FCM está suministrando una sonda espacial, la MAP de la NASA (rebautizada como WMAP en honor al astrofísico David T. Wilkinson), en órbita desde el 2001, y suministrará en el futuro la Planck Surveyor de la ESA (European Space Agency), con lanzamiento previsto para el 2007.

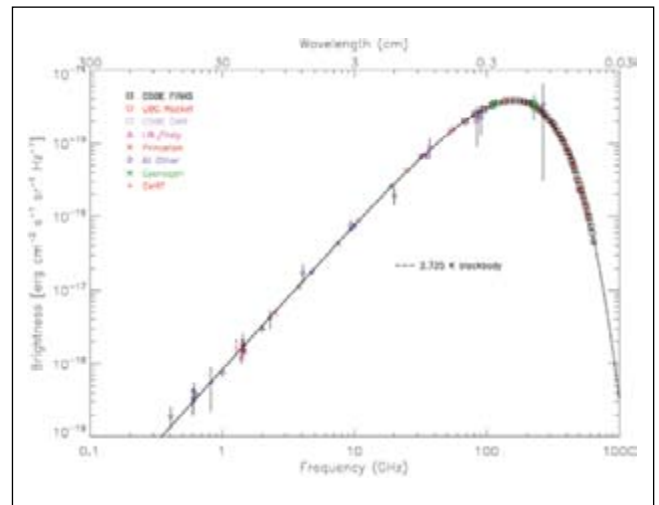


Figura 3. Espectro del FCM sobre tres décadas. Las barras de error de los datos del COBE FIRAS (parte en torno al pico del espectro) son menores que el tamaño de los marcas que indican los resultados.

⁵ Estas diferencias de tiempo pueden llegar a ser del orden de 1 año. Por ejemplo, el cuásar Q0957+561 presenta dos imágenes, con una separación angular $\Delta\theta \sim 1'' - 2''$, y se han medido diferencias de tiempo de 417 ± 3 días. Como $H_0 \Delta t \approx (\Delta\theta)^2$, estos datos conducen a $h \sim 0.5$.

⁶ Tampoco debe ser $v \lll c$; la expansión no afecta a los sistemas gravitacionalmente ligados, como ocurre con nuestro Grupo Local o dentro de un cúmulo galáctico. Por ello hay que tomar $v/c \gtrsim 0.01$.

⁷ Para los cálculos en estas notas usaremos, de no decir lo contrario, los datos provenientes del análisis de los resultados de la WMAP tras su primer año (Tabla 3 de astro-ph/0302207).

⁸ Nombre poco afortunado desde el punto de vista científico, puesto por Hoyle en un programa radiofónico en 1950. No hubo una explosión localizada; si insistimos en usar este término, habría que pensar en explosiones simultáneas en todos los puntos del espacio.

⁹ *Al principio el mundo no tenía nada. No estaba el cielo, ni la tierra, ni el espacio. Como no tenía nada, pensó: seré. Y emitió calor.*

ANTIGUO TEXTO EGIPCIO

La evolución del mundo es comparable a una exhibición de fuegos de artificio recién terminada: unas pocas ráfagas rojas, cenizas y humo. De pie sobre un rescoldo enfriado, vemos el lento apagar de los soles, e intentamos recordar el desaparecido brillo del origen de los mundos.

B. El fondo cósmico de microondas

Fue descubierto casualmente por Penzias y Wilson en 1964. Proporciona una instantánea del Universo 0.38 Ma tras la GE, cuando su temperatura era de 2.97 kK. Consta de los fotones liberados tras la neutralización de la materia, desplazados al rojo en un factor $1 + z = 1090 \pm 1$.

El satélite COBE, operativo desde Diciembre de 1989 hasta Diciembre de 1993, midió el espectro del FCM (Fig. 3), mostrando su naturaleza planckiana en alto grado de precisión (3×10^{-4}), con una temperatura

$$T_0 = 2.725 \pm 0.001 \text{ K.}$$

Esta temperatura, uniforme, se obtiene tras sustraer de las observaciones una pequeña componente dipolar interpretable como resultado del movimiento de la Tierra con respecto a un hipotético sistema de referencia cósmico de isotropía y homogeneidad, que llamaremos sistema FCM. El fondo cósmico de microondas se erige así en un nuevo “éter” que materializa el marco referencial sugerido por el principio cosmológico que luego comentaremos.

La amplitud máxima de esa componente dipolar es $\Delta T_D = 3.346 \pm 0.017 \text{ mK}$. El centro de masas del Sistema Solar se mueve hacia Leo con una velocidad $v_{\odot} = 370 \pm 0.5 \text{ km/s}$ relativa a dicho referencial FCM. El giro de la Tierra en torno al Sol produce modulaciones en la anisotropía dipolar observada; la originada por el movimiento de la Tierra es una fluctuación anual de 0.3 mK, correspondiente a una velocidad orbital media de 30 km/s.

Tras extraer la componente anisótropa de origen Doppler, queda para la distribución de temperaturas una distribución altamente isótropa (la prueba más rotunda del principio cosmológico). La detección de posibles anisotropías en ésta es sumamente difícil, pues las señales esperadas son una fracción 10^{-5} - 10^{-6} del ruido del detector (Fig. 4).

C. Las cosmoabundancias primigenias

Apenas transcurrido un minuto tras la GE, el Universo se convirtió en un gigantesco horno termónuclear, en el que, durante unos minutos, se formaron

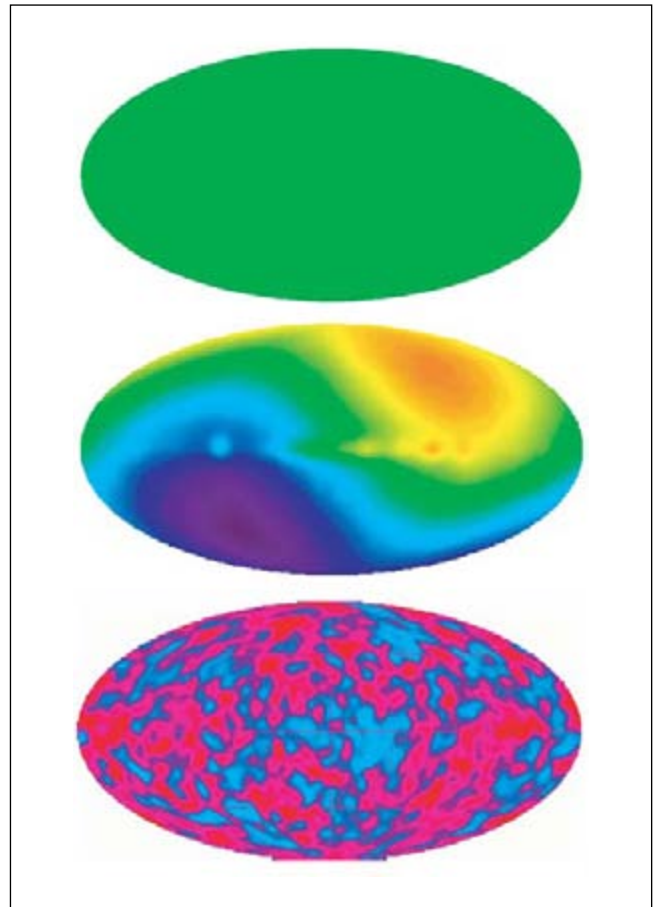


Figura 4. Tres mapas de temperatura del FCM: el fondo monopolar, la componente dipolar, y las anisotropías residuales, promediadas en regiones de 10° .

los primeros núcleos ligeros, a partir de los protones y neutrones de la “sopa” cósmica primigenia. La idea de la cosmonucleosíntesis primigenia (NSP) se remonta a Gamow (1946), quien sugirió que toda la tabla periódica se había generado en esa fase. Contribuciones pioneras importantes en este terreno se deben a Alpher, Follin, Hermann, Hoyle, Tayler, Fowler, Wagoner, y Peebles.

El hidrógeno es el componente más abundante de la materia bariónica (formada por protones y neutrones), seguido del ^4He . Entre ambos dan cuenta del 98% de la materia ordinaria, con abundancias (en número de átomos) repartidas en una proporción 12:1. Como es fácil de comprender, el entresacar de las observaciones, tras una docena de miles de millones de años de evolución química (mejor dicho, nuclear), las abundancias nucleares al finalizar el primer día de la vida del Universo tras la GE, no es sencillo.

Hoy se cree que los núcleos ligeros $D := {}^2\text{H}, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ y ${}^7\text{Li}$ son en buena parte primigenios, que núcleos como el ${}^6\text{Li}, {}^9\text{Be}$ y ${}^{10,11}\text{B}$ se han generado por espalación producida por rayos cósmicos, y que los núcleos con $A \geq 12$ se han formado millardos de años después en estrellas de gran masa.¹⁰

Breve historia de la NSP Cuando la temperatura del Universo baja a 0.8 MeV, y por tanto, la edad es alrededor de 1 s, las interacciones débiles son incapaces de competir con la expansión del Universo, y la población relativa de neutrones y protones se aparta de la relación de equilibrio $n_n/n_p = \exp(-\Delta m/T) \approx 1/6$, con $\Delta m := m_n - m_p$.¹¹

Tras la aniquilación de los positrones, y bajar la temperatura a 0.08 MeV, la reacción $p+n \rightarrow D+\gamma$ empieza a producir más deuterio del que destruye la fotodisociación $\gamma+D \rightarrow p+n$, y la NSP da comienzo. La edad del Universo, en ese instante, es de unos 200 s, y $n_n/n_p \approx 1/7$. Todos los neutrones son esencialmente capturados en el interior de núcleos ${}^4\text{He}$, y por eso la abundancia primigenia en masa del ${}^4\text{He}$ es $Y_p \approx 2(n_n/n_p)/(1+(n_n/n_p)) \approx 0.25$.

Con la NSP en marcha, se producen los núcleos ligeros antes citados. Cuando la temperatura baja a 0.03 MeV (24 minutos de edad), la NSP ya prácticamente ha cesado del todo.

Helio-4 Las estrellas son máquinas eficientes de producción de helio; pero no les ha dado tiempo de producir más allá de unos cuantos % del He observado; la mayor parte de él es de origen primigenio.

Un análisis de la emisión por recombinación de HeI en varias regiones HII extragalácticas de muy bajo contenido metálico lleva a la siguiente abundancia primigenia en masa inferida para el ${}^4\text{He}$:

$$Y_p = 0.244 \pm 0.002.$$

Los demás elementos ligeros ($D, {}^3\text{He}, {}^6,7\text{Li}, {}^9\text{Be}, {}^{10,11}\text{B}$) son mucho más escasos, y de ellos sólo para los $D, {}^3\text{He}, {}^7\text{Li}$ puede aislarse con objetividad una parte primigenia.

Deuterio Una característica del deuterio es la facilidad con que se destruye, y la dificultad en sintetizarlo, debido a ser el núcleo estable menos ligado. Las estrellas lo consumen, transformándolo en ${}^3\text{He}$, y por tanto las abundancias de D observadas en cualquier lugar y época proporcionan cotas inferiores a la primigenia.

En los últimos años se ha conseguido, mediante el telescopio Keck de 10 m y su espectrógrafo HIRES (High Resolution Fly's Eye) de alta resolución, detectar deuterio en nubes de hidrógeno enormemente alejadas (z entre 2.6 y 4.7), a través de su línea Ly- α de absorción sobre la luz emitida a su espalda por cuásares todavía más lejanos. Estas nubes parecen prístinas, y poco evolucionadas, con abundancias metálicas que no llegan al 1% de la del sistema solar, por lo que su deuterio sería prácticamente primigenio. De estas observaciones se infiere que la abundancia primigenia de deuterio $y_2 := (D/H)_p$ en número (relativo al de átomos de H) es

$$y_2 = (3.0 \pm 0.2) \times 10^{-5}.$$

Helio-3 El deuterio pasa a ${}^3\text{He}$ en las estrellas, pero la suma $D+{}^3\text{He}$ varía poco. De las medidas de D y de $D+{}^3\text{He}$ en el medio interestelar se infiere que

$$\begin{aligned} ({}^3\text{He}/\text{H})_{\text{ISM}} &= (2.2 \pm 0.8) \times 10^{-5}, \\ ((D + {}^3\text{He})/\text{H})_{\text{ISM}} &= (3.7 \pm 1) \times 10^{-5}, \end{aligned}$$

compatibles con las abundancias primigenias predichas a partir de y_2 .

Litio-7 La abundancia de este elemento en las atmósferas de estrellas viejas del halo (pop II) de muy baja metalicidad presenta sendos *plateaux* al variar la temperatura de la superficie estelar por encima de

¹⁰ Recordemos que no hay núcleos estables con $A = 5, 8$. Este hecho, y la alta repulsión coulombiana entre núcleos de elevado número atómico, bloquearon la formación primordial de núcleos pesados, que debieron esperar eones a generarse en sistemas más densos y longevos (como las estrellas) que permitirían salvar esta brecha mediante el proceso triple- α . La potencia actual de cálculo ha hecho posible que en el año 2002 se presentase la primera demostración teórica de la inestabilidad de los núcleos con $A = 5, 8$; responsables de este hecho son las fuerzas internucleónicas tensoriales y las dependientes del spin e isospin (Wiringa and Pieper, Phys. Rev. Lett. 28 octubre 2002).

¹¹ Como es habitual, para simplificar la escritura usaremos con frecuencia y casi siempre tácitamente, un sistema apropiado de unidades, como por ejemplo el sistema de unidades naturales en que $\hbar=c=1$, o el sistema de unidades geométricas o de Planck, en el que $\hbar=c=G_N=k_B=1$.

5500 K o la metalicidad (en Fe) por debajo del 5% de la solar; se interpreta esta estabilidad como indicativa del origen primigenio de la abundancia observada. Las medidas sobre varias decenas de estrellas llevan a

$$(^7\text{Li}/\text{H})_{\text{pop II}} = 1.2^{+0.35}_{-0.2} \times 10^{-10},$$

que puede ser un buen índice de la abundancia primigenia $y_7 := (^7\text{Li}/\text{H})_p$. La predicción sobre y_7 basada en y_2 viene a ser un factor 2-3 veces mayor que el valor anterior registrado en las estrellas del halo; algunos modelos estelares, compatibles con los datos observacionales, permiten una depleción de la mitad o más del Li en las estrellas pop II necesaria para armonizar todos estos resultados.

Combinando lo anterior con las predicciones teóricas, se obtiene el siguiente valor para el importante parámetro cosmológico $\eta_{\text{NSP}} := (n_B/n_\gamma)_{\text{NSP}}$:

$$\eta_{\text{NSP}} = (5.5 \pm 0.5) \times 10^{-10}.$$

Despreciando la posible violación de B (en cualquier caso, muy pequeña) y suponiendo que la expansión del Universo ha sido adiabática (al menos desde la NSP), el cociente $\eta := n_B/n_\gamma$ ha sido prácticamente constante a lo largo de casi toda la historia del Universo (concretamente, desde la aniquilación de los positrones en los primeros segundos tras la GE), y por tanto, si Ω_B denota la fracción de la densidad de materia bariónica respecto de la densidad crítica (ver Subsección D), se tiene

$$\begin{aligned} \Omega_{B0} h^2 &= 0.020 \pm 0.002 \text{ (95\% NC)}, \\ n_{N0} &= 0.23 \pm 0.01 \text{ nucleones/m}^3, \end{aligned}$$

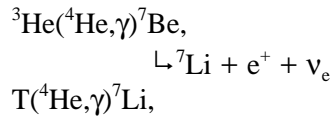
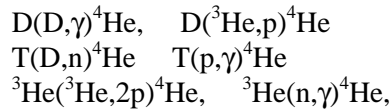
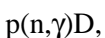
donde, como es habitual, el subíndice 0 indica la época actual.

Del análisis de los resultados de la sonda WMAP, se sabe que

$$\begin{aligned} \Omega_{B0} h^2 &= 0.0224 \pm 0.0009, \\ n_{N0} &= 0.25 \pm 0.01 \text{ nucleones/m}^3, \\ \Omega_{B0} &= 0.044 \pm 0.004. \end{aligned}$$

Sobre los cálculos teóricos de la NSP

El análisis de los procesos de síntesis nuclear en el Universo primitivo requiere el manejo de las numerosas reacciones que intervienen en el balance:



.....

Teniendo en cuenta todas las incertidumbres que afectan a los parámetros de este análisis, se han podido asignar errores estadísticos a las predicciones, y así obtener las curvas de la Fig. 5, con indicación de las franjas $\pm\sigma$ entre las que caen las predicciones de un 95% de los modelos.

La imprecisión teórica en la abundancia Y_{NSP} del ^4He es muy pequeña, del orden del 0.1 %, mientras que

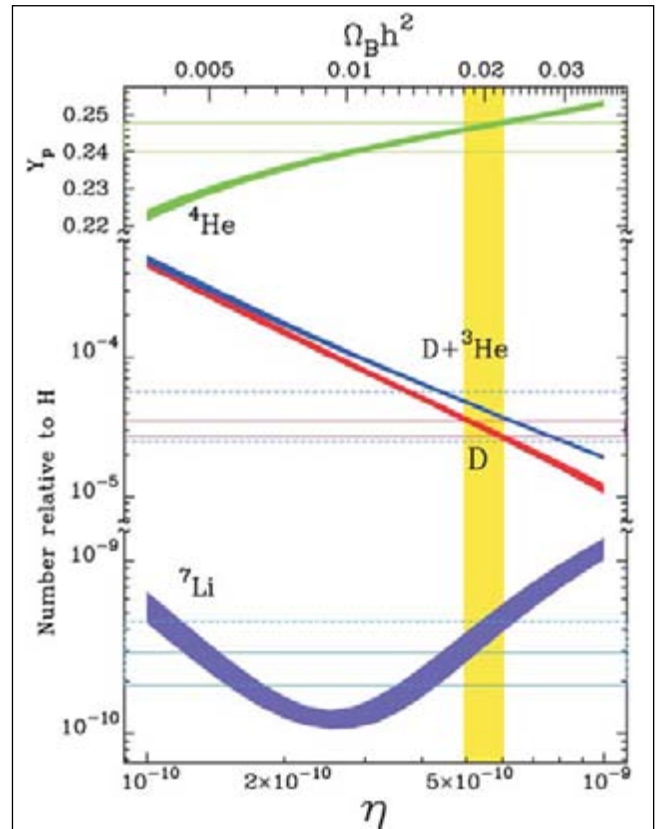


Figura 5. Abundancias primigenias teóricas del ^4He (en masa), y del D, $D+^3\text{He}$, y ^7Li (en número relativo al H). Los distintos grosores de las curvas indican la imprecisión que les afecta. En horizontal, franjas $\pm 2\sigma$ de los datos observacionales.

para la abundancia en número $y_{2,\text{NSP}}$ del deuterio D es del orden de un 10 %, de un 20% para la $y_{3,\text{NSP}}$ del ^3He , y llega al 50% para la abundancia $y_{7,\text{NSP}}$ del ^7Li .

Fijado el modelo cosmológico estándar, las cosmoabundancias dependen, en cada instante de tiempo, de la entropía por barión y de la temperatura, magnitudes estas que fijan las proporciones de las distintas especies, así como los ritmos de reacción y de expansión. Por eso las cosmoabundancias finales, fijado el modelo de partículas elementales, son función exclusiva del parámetro cosmológico η , tal como refleja la Figura 5. En particular, la del deuterio es muy sensible al valor de η ($y_{2,\text{NSP}} \propto \eta^{-1.6}$), constituyendo por ello este núcleo un valioso bariómetro. A pesar de que el rango de abundancias primigenias inferidas abarca nada menos que nueve órdenes de magnitud ($y_4 \sim 0.1$, $y_{2,3} \sim 10^{-5}$ - 10^{-3} , $y_7 \sim 10^{-10}$), un sólo parámetro, η , parece ser capaz de dar cuenta de todas ellas.

Es fácil entender el comportamiento de las curvas que representan las abundancias primigenias en función de η . Al aumentar la densidad bariónica, el quemado del D, ^3He y T para dar ^4He es más completo, por lo que disminuyen sus abundancias reliquia, aumentado a la par la del ^4He . También contribuye al crecimiento de Y_p el hecho de que aumenta con η el número relativo n_n/n_p de neutrones al comenzar la NSP, y evidentemente, a más neutrones, más ^4He , como dice Steigman. La curva del ^7Li es algo más compleja. A bajo η la producción de núcleos con $A = 7$ tiene lugar preferentemente a través de la reacción $\text{T}(^4\text{He},\gamma)^7\text{Li}$. Este ^7Li lo destruyen fácilmente los protones, y por eso disminuye la abundancia del ^7Li al crecer η . Pero para $\eta \gtrsim 3$, la reacción importante es $^3\text{He}(^4\text{He},\gamma)^7\text{Be}$; el ^7Be resiste más que el ^7Li , y su producción aumenta con η . Más tarde, el ^7Be pasa a ^7Li por captura de un electrón. Esto explica la parte creciente de la curva del ^7Li .

Helio-4 La explicación de la abundancia primigenia del helio es uno de los éxitos más sonados del modelo cosmológico estándar; según este modelo, la abundancia Y_{NSP} del ^4He producido en la nucleosíntesis primigenia viene bien representada por la expresión

$$Y_{\text{NSP}} = 0.225 + 0.025 \log_{10} \eta_{10} + 0.013(N_\nu - 3) + 0.00016 (\tau_n/1\text{s} - 887),$$

donde $\eta_{10} := \eta/10^{-10} = 274\Omega_B h^2$, N_ν es el número equivalente de familias de neutrinos ligeros (masa \ll MeV), y τ_n la vida media del neutrón ($\tau_n = 885.7 \pm 0.8$ s).

La comparación con el valor observado

$$Y_p = 0.244 \pm 0.002$$

junto con el valor experimental de τ_n y la información sobre η proporcionada por la abundancia del D y ^4He , permite constreñir N_ν (3 en el modelo estándar de partículas elementales).¹² Así, suponiendo que $Y_p \leq 0.246$, resulta $N_\nu \leq 3.3$. Esta cota se consigue para $\eta_{10} \geq 5$.

D. Edad, tamaño y composición del Universo

Edad del Universo

El tiempo transcurrido desde la Gran Explosión se toma como edad del Universo.

La edad actual t_0 del Universo no puede ser inferior a la de cualquiera de sus objetos; en particular,

$$t_0 > \tau_{\text{sistema solar}} = 4.570 \pm 0.030 \text{ Ga},$$

$$\tau_{\text{cúmulos globulares}} = 12.7_{-2}^{+3} \text{ Ga}.$$

$$\tau_{\text{viejas estrellas en el halo}} = 14 \pm 3 \text{ Ga}, 12.5 \pm 3 \text{ Ga},$$

$$\tau_{\text{enfriamiento enanas blancas en M4}} = 12.7 \pm 0.7 \text{ Ga}.$$

La primera de las cifras representa una estimación de la edad de las rocas terrestres y lunares más antiguas, y de material meteorítico, lograda por medidas de las abundancias relativas de los isótopos $^{235,238}\text{U}$ y $^{204,206,207}\text{Pb}$. Es compatible con la edad del Sol, estimada en 5 Ga por cálculos de su estructura y evolución.

¹² Los datos sobre Y_p acotan poco el valor de η , pues el ajuste empírico de Y_{NSP} lleva, como hemos visto, a una dependencia meramente logarítmica en η con un coeficiente pequeño. De ahí la poca incidencia que sobre el valor de η tiene un conocimiento no excesivamente preciso de Y_p , y la consiguiente tosquedad del ^4He como bariómetro (Copi *et al.* 1995). La insignificancia (2×10^{-4}) del coeficiente del sumando donde figura la vida media del neutrón indica también su escasa relevancia en este asunto.

La segunda de las cotas proviene del estudio de algunos cúmulos globulares en nuestra galaxia, los objetos más viejos de cuantos pueden datarse con cierta precisión. La distribución esférica de estos cúmulos con relación al centro de la Galaxia sugiere su temprana formación al iniciarse el colapso del gas protogaláctico, y ésto, junto a la baja metalicidad (elementos con número másico $A > 4$) de las 10^5 - 10^6 estrellas que los integran, y que es del orden de 10^{-3} - 10^{-2} veces la del Sol, indica que estas estrellas son todas muy viejas y de parecida edad.¹³ Del análisis de los 17 cúmulos globulares más viejos de la Galaxia se ha deducido su edad con el resultado indicado.

La cota tercera se obtiene mediante cosmocronómetros en estrellas del halo (Th para el primer resultado, U para el segundo).

La cuarta cota resulta de analizar el enfriamiento de enanas blancas en el cúmulo globular M4.

Para inferir de esas cotas una estimación de t_0 hay que tener en cuenta que las primeras estrellas se formaron cuando el Universo tenía entre 0.2 y 1 Ga (z entre 5 y 20). Chaboyer recomienda, a partir de estos números, adoptar este valor: $t_0 = 13.5 \pm 1.5$ Ga.

Los resultados de la sonda WMAP llevan, por otro lado, a la siguiente estimación:

$$t_0 = 13.7 \pm 0.2 \text{ Ga.}$$

Tamaño del Universo

Debido a la expansión del Universo, sus dimensiones crecen a diario a velocidad comparable a la de la luz. El valor preciso depende de su historia pasada; en el espíritu del modelo cosmológico estándar, esta información, como veremos luego, es codificable en el contenido energético del Universo actual y en su ritmo de expansión.

No es trivial definir el tamaño del Universo. Si éste fuera cerrado, podríamos tomar como radio del Universo su radio de curvatura. Pero, como hemos de

ver, posiblemente el Universo sea infinito en el espacio. Por eso recurriremos a hacernos una idea del tamaño del Universo mediante la distancia al horizonte visible, concepto éste que abordaremos luego. Es la distancia que media entre nosotros y aquellos puntos del Universo de los que en este momento nos llegan los fotones del FCM que de allí salieron. Esa distancia es $d_{\text{hv}}(t_0) = 3.31t_0 = 13.7 \text{ Gpc} = 44.6 \text{ Gal}$.

Composición del Universo

Prácticamente las 3/4 (1/4) partes de toda la masa bariónica del Universo son hidrógeno (helio-4). Estas proporciones se mantienen en nuestro entorno solar, en el que aproximadamente queda sólo un 2% para los restantes elementos (O, C, Ne, N, Si, Mg, Fe, S, ...).

La densidad de energía ρ_i de cada forma de materia/energía del Universo se cuantifica a través de su valor relativo

$$\Omega_i := \rho_i / \rho_c$$

a la llamada densidad crítica de energía

$$\rho_c := 3c^2 H^2 / (8\pi G_N),$$

donde H es el ritmo de expansión en la época en cuestión. En la actual (indicada por el subíndice 0) vale

$$\begin{aligned} \rho_{c0} &= 11.23 h^2 m_p c^2 / \text{m}^3 = 1.879 \times 10^{-29} h^2 c^2 \text{g/cm}^3 \\ &= h^2 (3.000 \text{ meV})^4 = 8.097 h^2 \times 10^{-47} \text{GeV}^4. \end{aligned}$$

Por último,

$$\Omega := \sum_i \Omega_i,$$

esto es, el valor relativo de la densidad total de materia/energía a la densidad crítica.

Materia Llamamos materia a la energía no relativista, consistente en partículas masivas y lentas que ejercen presión despreciable y pueden aglomerarse gravitacionalmente. Hay una materia ordinaria que nos es familiar, pues forma los cuerpos que nos rodean, y hay fuertes evidencias de que existe otro tipo de

¹³ Constituyen estas estrellas la población II, o "pop II", reservándose la denominación "pop I" para las estrellas más jóvenes, como nuestro Sol, con abundancia metálica de un 2% en masa. La población "pop III" contendría hipotéticas estrellas aún más viejas, pregalácticas, "limpias" de metales. Se ha observado una estrella (Nature, octubre 31, 2002), la HE 0107-5240, cuyo contenido metálico es 200 mil veces menor que el del Sol, y que presagia la existencia real de la población III.

materia que, por no verse en el sentido literal del verbo, se denomina oscura. Denotaremos por Ω_{M0} la fracción de energía (relativa a la crítica) en forma de materia no relativista.

Materia luminosa Esta componente es fundamentalmente la materia estelar, medida a través de la masa interior a las partes luminosas de las galaxias, que a su vez se infiere mediante la ley 123 por su tirón gravitacional sobre las nubes de gas que giran a su alrededor en los aledaños de la zona. Se estima así que $\Omega_{lum0} = (0.003 \pm 0.001)h^{-1}$, y por tanto

$$\Omega_{lum0} = (0.004 \pm 0.0015).$$

Materia bariónica Como su nombre indica, es la materia constituida por bariones (protones y neutrones). Ya ha sido discutida antes. Añadiremos unos comentarios de interés.

La NSP suministra información sobre el contenido de bariones del Universo a la media hora de la GE, medido a través de η . Por consideraciones teóricas aceptamos que η no ha variado desde entonces, y estimamos de ese modo Ω_{B0} . ¿Qué garantías tenemos de que esto sea así?

Steigman ha hecho un análisis basado en la afortunada circunstancia de que disponemos de un par de controles adicionales e independientes: la información obtenida de las anisotropías del FCM, cuyos picos acústicos tienen alturas sensibles al contenido bariónico en la época del desacople de la luz, y la estimación directa de Ω_{B0} a través de Ω_{M0} y de la fracción $f_B := \Omega_{B0}/\Omega_{M0}$ inferida a partir del gas caliente intracumular emisor de rayos X. De dicho análisis resulta que los valores de η cuando el Universo tenía menos de media hora, cuando tenía unos cientos de miles de años, y tras una decena de miles de millones de años, coinciden, dentro de sus franjas de error, con admirable tenacidad, lo que supone otro espaldarazo importante al modelo cosmológico estándar.¹⁴

Materia oscura La materia total de las galaxias, incluidos sus halos invisibles, se detecta por la atracción gravitacional que ejerce sobre nubes de gas o estrellas desperdigadas. La espectroscopía Doppler revela que las estrellas y nubes de hidrógeno neutro en

los brazos de las galaxias espirales tienen velocidades orbitales $v(r)$ prácticamente constantes a gran distancia r del centro galáctico, mientras que de estar la masa concentrada en el núcleo esa velocidad tendría el decrecimiento kepleriano $v(r) \propto r^{-1/2}$ (ver Fig. 6). Esto sugiere que esos brazos están inmersos en una bola de masa invisible, con densidad $\propto r^{-2}$ a distancias grandes del centro.

Los halos son esferoidales, se extienden bastante más allá de donde hay luz en la galaxia, y contienen masa oscura que es 3-10 veces la visible. Un análisis de casi un millar de galaxias conduce a la estimación siguiente para la contribución a $\Omega_{B0} := \rho_0/\rho_{c0}$ de la masa total (halo incluido) de las galaxias: $\Omega_{gx0} \approx 0.1$.

El halo de nuestra Galaxia tiene un radio de unos 50 kpc al menos, y alberga una masa $M_{Gx, \leq 50 \text{ kpc}} = (5.4 \pm 1.3) \times 10^{11} M_{\odot}$. Otras galaxias espirales aisladas tienen halos de hasta 200 kpc de radio, pues las velocidades orbitales de sus galaxias satélites se mantienen sin decrecer hasta esa distancia, con valores típicos de 200-250 km/s. De su análisis se infiere una cota inferior $\Omega_{gx0} \gtrsim 0.13$ con N.C. del 90 %.

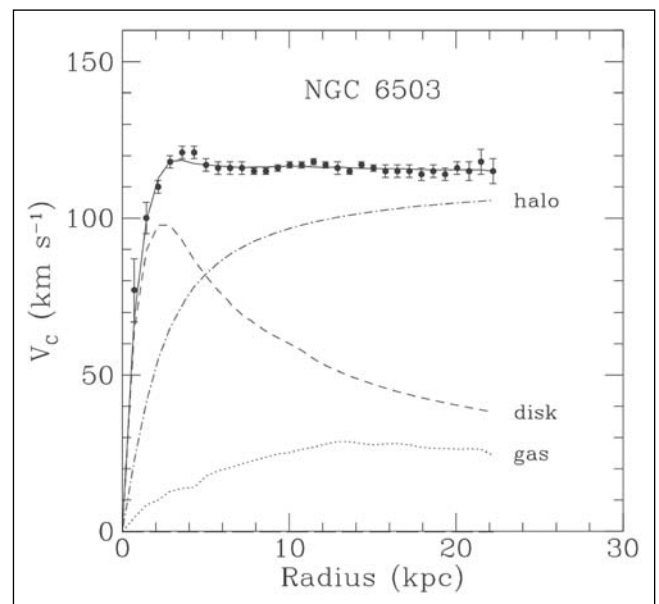


Figura 6. Curva de la velocidad de rotación para la galaxia espiral NGC6503, en función de la distancia al núcleo. Se indican también las contribuciones a la velocidad debidas al disco luminoso (línea de trazos), al gas (línea de puntos), y al halo (línea de trazos y puntos).

¹⁴ Este tipo de comprobaciones, basado en información redundante, es esencial para la consistencia de nuestras ideas cosmológicas.

La masa de los cúmulos galácticos supera la suma de las masas totales de sus galaxias individuales. Contienen en particular ingentes cantidades de gas bariónico intergaláctico. Varios métodos para “masar” los cúmulos conducen a estimaciones similares: i/ dinámica de las galaxias en el cúmulo y aplicación del teorema del virial; ii/ medida de la temperatura del gas intracumular emisor de rayos X, y uso del teorema del virial, supuesto el gas en equilibrio hidrostático; iii/ focalización gravitacional (fuerte, produciendo imágenes múltiples, o débil, distorsionando la imagen) que produce sobre galaxias más lejanas el cúmulo interpuesto.

Del análisis de los resultados de la sonda WMAP se ha inferido que

$$\Omega_{M0} h^2 = 0.135^{+0.008}_{-0.009},$$

y por tanto

$$\Omega_{M0} = 0.27 \pm 0.04.$$

Luego un 98.5% de la materia actual del Universo es *oscura*, es decir, invisible (no se ha visto ni por absorción ni por emisión electromagnéticas). Pero ahí está, mostrando dinámicamente su presencia via la atracción gravitacional.

En resumen, de la comparación $\Omega_{lum0} \ll \Omega_{B0} \ll \Omega_{M0}$ se desprende que: i/ casi un 99% de la materia del Universo es oscura; ii/ un 84% de la materia oscura del Universo es exótica, i.e. no bariónica; iii/ un 16% de toda la materia es bariónica; y iv/ sólo un 10% de los bariones son visibles.

¿De qué consta la materia oscura que hay en los halos galácticos y en los cúmulos galácticos? Una posibilidad es que resida en algún tipo de objeto astrofísico mundano, restos bariónicos oscuros de viejas estrellas formadas en épocas tempranas de la vida del Universo. Se les ha bautizado como MACHOs (Massive Compact Halo Objects). Otra posibilidad es que se trate de WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles), materia exótica.

El rango de masas consideradas para los candidatos a materia oscura es enorme, yendo desde 10^{-14} GeV (10^{-5} eV) para los axiones, hasta 10^{66} GeV (10^9 masas solares) para agujeros negros en núcleos galácticos activos.

MACHOs En principio, los MACHO's pueden tener distintos orígenes y masas. La imposición de limitaciones sobre sus contribuciones al fondo de luz y a los productos de nucleosíntesis deja como únicos remanentes estelares oscuros tal vez relevantes las enanas marrones ($0.001 \leq M/M_{\odot} \leq 0.08$) y las enanas blancas ($M/M_{\odot} \sim 1$).

Enanas de esos tipos en nuestro halo galáctico podrían detectarse por su efecto microfocalizador como lupa gravitacional sobre estrellas de la galaxia vecina Gran Nube de Magallanes (GNM), a 55 kpc de distancia. Si alguno de estos objetos oscuros en nuestra galaxia se interpusiera en la línea de visión, su acción como lente gravitacional produciría un aumento temporal en la luminosidad aparente de la estrella controlada; de ser esos objetos oscuros los ingredientes principales de la materia oscura, se espera ver entre 10 y 100 de esos casos de aumento de luminosidad en un año. En septiembre de 1993 se anunciaron los tres primeros sucesos. En los datos recogidos durante dos años sobre el seguimiento de 8.5 millones de estrellas de la GNM se han encontrado 8 sucesos en total. La conclusión de este análisis para algunos es que la masa del halo tiene una fracción del 45-50 %, en forma de MACHOs de masa media $0.5^{+0.3}_{-0.2} M_{\odot}$. Otros estiman sin embargo esa fracción en un 30 %, y afirman que podría incluso ser de un 10 %. Pero en algo coinciden los expertos: la observación de estas microfocalizaciones puede muy bien representar la primera evidencia directa de materia bariónica oscura.

WIMPs Los candidatos a WIMPs son generalmente fósiles térmicos neutros, “descolgados” termodinámicamente del resto del Universo en algún momento de la era de la radiación, cuando su abundancia corría parejas con la de los fotones. (Excepción notable son los presuntos axiones.) Deben ser estables o de vida comparable a la edad presente del Universo. Según que las partículas candidatas a materia oscura posean velocidades mucho mayores (menores) que la velocidad canónica de escape ($\sim 10^{-3}c$) de una galaxia media al alcanzarse la igualdad energética materia-radiación se habla, respectivamente, de MOC (materia oscura caliente) o de MOF (materia oscura fría).

Los neutrinos han sido de siempre los favoritos a materia oscura caliente: existen, y en grandes cantidades (como sugiere su papel en la cosmonucleosín-

tesis). A poca masa que tuvieran ($\sum_i m_{\nu_i} \approx 48 \text{ eV}/c^2$), su sola presencia bastaría para cerrar el Universo. Pero hay razones para dudar que sean los componentes dominantes de la materia oscura: la masa mínima en esos neutrinos que podría condensarse gravitacionalmente es enorme, similar a la de un supercúmulo, y sólo puede haberse formado tarde, para $z \lesssim 3$. Esto hace de la MOC en soledad un candidato descartable, dada la evidencia de formación muy temprana de galaxias y posterior de estructuras mayores. Sin embargo, es posible que acompañe en pequeña dosis a la MOF. Los resultados sobre masas de los neutrinos que comentaremos luego indican que al menos uno de los tipos de neutrinos tiene una masa $\gtrsim 0.01\text{-}0.05 \text{ eV}/c^2$, por lo que la contribución neutrínica a Ω_0 sería $\gtrsim 0.02\text{-}0.3\%$ (¡comparable a la de las estrellas luminosas!). Por otra parte, el análisis de estructuración mediante MOF acota superiormente esa contribución ($\lesssim 0.15$). Luego seguiremos hablando de los neutrinos cosmológicos.

La MOF cuenta con más novios: neutralinos χ , axiones a , etc. Experimentos en el CERN y en Fermilab permiten acotar su masa por abajo: $m_\chi \geq 10\text{-}20 \text{ GeV}$. Entre esta masa y un tope $m_\chi \leq 300 \text{ GeV}$ se consigue una zona de masas cosmológicamente interesante, para la que $0.1 \leq \Omega_{\chi_0} h^2 \leq 1$. Además, deben ser electromagnéticamente neutros y carecer de interacción fuerte; de lo contrario se hubieran condensado con la materia ordinaria afectándola isotópicamente más allá de los límites observados. Los axiones, aunque son bosones muy ligeros, con masas típicas del orden de 10^{-5} eV , fueron creados con momento nulo, como un condensado bosónico, en la transición de fase CDC (Cromodinámica Cuántica) a $T \sim 200 \text{ MeV}$. La abundancia ahora de estos fósiles no térmicos sería de unos 10^{15} m^{-3} para conseguir que $\Omega_{a0} h^2 \sim 1$, y su velocidad del orden de $\sim 1 \text{ \AA}/s$!

A la caza de WIMPs Las WIMP's de masa entre 10 y 1000 veces la del nucleón tendrían un movimiento suficientemente lento como para ser capturadas gravitacionalmente en los halos galácticos. Esta última posibilidad es favorita entre los experimentales de partículas, que intentan detectar WIMPs en los labora-

torios terrestres. Se estima en $0.3 \text{ GeV}/c^2 \text{ cm}^{-3}$ la densidad de materia oscura en nuestra Galaxia, y por tanto que haya en el halo unas 3000 WIMPs de esas (supuesta una masa $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$) por metro cúbico de espacio, moviéndose a velocidades de una milésima de la de la luz; con estos flujos de $10^9 \text{ WIMPs m}^{-2}\text{s}^{-1}$, unas 10^{14} WIMPs deben atravesar nuestro cuerpo cada día. Interaccionan tan débilmente, que sólo unas pocas de ellas, como mucho, lo harán con nuestros átomos diariamente. La mayoría cruzará la Tierra limpiamente. Entre 10^{-4} y 10^{-1} WIMPs (rango de estimaciones teóricas) interaccionarán al día con una muestra material de 1 kg, frente a millones de colisiones originadas en esa muestra por rayos cósmicos, y por rayos gamma y neutrones de material radioactivo circundante. Para apantallar la radiación cósmica (sobre todo los muones) se utilizan minas o túneles.¹⁵

Ni que decir tiene, se sigue a la espera de resultados positivos tanto en los experimentos anteriores de detección de neutralinos como en otros de búsqueda de axiones.

Radiación

El estudio de las diversas fuentes de emisión electromagnética en las distintas zonas del espectro indica que la contribución fotónica Ω_{γ_0} a Ω_0 está dominada por el fondo cósmico de microondas:

$$\Omega_{\gamma_0} \approx \Omega_{\text{FCM0}} = 2.471 \times 10^{-5} h^2 = (4.9 \pm 0.5) \times 10^{-5}.$$

El número asociado de fotones n_{γ_0} que por unidad de volumen hay en la radiación de fondo es

$$n_{\gamma_0} = 411 \text{ fotones}/\text{cm}^3.$$

La cosmología física predice un fondo cósmico actual de neutrinos ligeros, desacoplados del resto del Universo, y distribuidos como un gas no degenerado de fermiones ultrarrelativistas a temperatura $T_{\nu_0} \approx (4/11)^{1/3} T_{\gamma_0} = 1.945 \text{ K}$. La densidad del número de neutrinos (más antineutrinos) de cada especie sería

$$n_{\nu_0} + n_{\bar{\nu}_0} \approx \frac{3}{11} n_{\gamma_0} = 112 \text{ neutrinos}/\text{cm}^3,$$

¹⁵ En el túnel de Canfranc (Huesca) se ubica un laboratorio de la Universidad de Zaragoza donde se realiza este tipo de búsquedas (proyecto Rosebud).

y de ser ultraligeros (esto es, de masa nula o $\ll 10^{-4}$ eV/c²), contribuirían a la densidad de energía en

$$\Omega_{\nu\bar{\nu}0} := \Omega_{\nu_e\bar{\nu}_e0} + \Omega_{\nu_\mu\bar{\nu}_\mu0} + \Omega_{\nu_\tau\bar{\nu}_\tau0} = 1.683 \times 10^{-5} h^{-2}.$$

Dejando aparte otros candidatos, la contribución Ω_{R0} de la radiación o materia extremadamente relativista y familiar (fotones y tres familias de neutrinos ultraligeros) sería

$$\Omega_{R0} = \Omega_{\gamma0} + \Omega_{\nu\bar{\nu}0} = 4.154 \times 10^{-5} h^{-2}.$$

La radiación electromagnética (EM) representa una fracción $\Omega_{\gamma0}$ de Ω_0 que, aunque diminuta, es de una extraordinaria importancia, pues sus características muy especiales en una parte del espectro se han convertido en uno de los pilares básicos en que se cimenta la cosmología física.

En resumen, en el momento actual la densidad de energía en forma de fotones y neutrinos ultraligeros (3 especies) sería

$$\rho_{FCM0} = 0.2604 \text{ eV/cm}^3, \quad \rho_{\nu\bar{\nu}0} = 0.1774 \text{ eV/cm}^3,$$

por lo que

$$\rho_{R0} = 0.4378 \text{ eV/cm}^3.$$

Luego

$$\Omega_{R0} h^2 = 4.154 \times 10^{-5},$$

y por tanto

$$\Omega_{R0} = (0.82 \pm 0.08) \times 10^{-4}.$$

Neutrinos con masa La cota superior $m_{\nu_e} < 2.2$ eV/c² a la masa del neutrino electrónico proveniente del espectro de desintegración β del tritio permite limitar su contribución $\Omega_{\nu_e\bar{\nu}_e0}$:

$$\Omega_{\nu_e\bar{\nu}_e0} h^2 < 0.024.$$

Para las otras especies de neutrinos, las cotas experimentales cinemáticas a sus posibles masas son mucho peores: $m_{\nu_\mu} < 0.19$ MeV/c², $m_{\nu_\tau} < 18.2$ MeV/c². Pero teniendo en cuenta que los experimentos sobre oscilaciones neutrónicas indican que las diferencias de (masa)² entre los distintos autoestados de masa de los neutrinos son muy pequeñas, a saber

$\Delta m^2 \simeq 0.7 \times 10^{-4}$ (eV/c²)² (neutrinos solares), $\Delta m^2 \simeq 3 \times 10^{-3}$ (eV/c²)² (neutrinos atmosféricos), podemos decir que los experimentos de laboratorio conducen a $\sum_i m_{\nu_i} \leq 6.6$ eV/c².

Ahora es la propia cosmología la encargada de suministrar cotas más restrictivas para estas masas. Se puede probar que

$$\sum_i m_{\nu_i} \leq 94 \Omega_{M0} h^2 \text{ eV/c}^2,$$

con el sumatorio extendido a todas las familias de neutrinos estables ($\tau_{\nu_i} > t_0$) y de masa $\ll 1$ MeV/c². La información disponible sobre la edad del Universo y el ritmo actual de expansión indica, por otro lado, que $\Omega_{M0} h^2 = 0.135$, que llevada a la desigualdad anterior, restringe de modo bastante efectivo las posibles masas de tales neutrinos: $\sum_i m_{\nu_i} \leq 13$ eV/c². Finalmente, la presencia de los neutrinos como materia oscura caliente afecta la potencia espectral a pequeñas escalas; combinando los datos de los proyectos 2dFGRS (2dF Galaxy Redshift Survey) y WMAP se ha concluido que

$$\Omega_{\nu\bar{\nu}0} h^2 < 0.0076 \text{ (N.C. 95\%)},$$

de donde $\sum_i m_{\nu_i} \leq 0.72$ eV/c², que mejora en un orden de magnitud a la cota de laboratorio.

Energía oscura

Más adelante, cuando discutamos la aceleración del Universo, veremos que, según se cree hoy, por todo el espacio se reparte de modo homogéneo una energía muy especial, antigravitante, invisible, cuya presencia se infiere por su efecto repulsivo que acrece el ritmo de expansión. Su densidad queda recogida en este resultado de la WMAP:

$$\Omega_{\Lambda0} h^2 = 0.73 \pm 0.04.$$

Balance total de materia/energía

En 1998, por vez primera, se consiguió cerrar la lista teóricamente completa de materia/energía del Universo tras observar la energía oscura. Todo ello viene a dar un total $\Omega_0 \approx 1$, valor favorito de los modelos inflacionarios.

Hay otro dato independiente que apoya este valor. El hallazgo en 1997 y ubicación del primer pico



Figura 7. Globo de la expedición BOOMERANG y visión artística del cielo antártico con las anisotropías del FCM (NASA, NSF, etc., PPARC).

acústico en el espectro de potencia del FCM sugiere un universo crítico ($\Omega_0 = 1$). Ese pico acústico es debido a las compresiones y rarefacciones por oscilación del plasma fotobariónico (iones, electrones y fotones) en los pozos de potencial gravitatorio de los grumos de materia oscura existentes en la época de recombinación, y es la primera imagen de ondas sonoras en el Universo primitivo.

Tras analizar una parte de los datos suministrados por la misión BOOMERANG (Balloon Observations of Millimetric Extragalactic Radiation and Geophysics, Fig. 7), con detectores de microondas muy sensibles y con resolución angular de $\sim 1/3^\circ$, colgados de un globo de 10^6 m^3 circumnavegando la Antártida a 35 km de altitud, tras un vuelo de ida y vuelta en 10 días que tuvo lugar en diciembre 1998-enero 1999, así como los datos de otra misión similar, MAXIMA-1 (Millimeter Anisotropy Experiment Imaging Array), se infiere que $\Omega_0 \sim 1.00 \pm 0.12$ (N.C. 95%). Estos datos claramente apoyan por tanto la planitud del espacio a gran escala.

La sonda WMAP ha corroborado esos resultados:

$$\Omega_0 = 1.02 \pm 0.02.$$

En resumen, las densidades de materia/energía son:

$$\Omega_{\text{lum}0} \approx 0.4\%, \quad \Omega_{\text{B}0} \approx 4\%,$$

$$\Omega_{\text{M}0} \approx 27\%, \quad \Omega_{\text{R}0} \approx 0.01\%, \quad \Omega_{\Lambda 0} \approx 73\%,$$

$$\Omega_0 = \Omega_{\text{M}0} + \Omega_{\text{R}0} + \Omega_{\Lambda 0} \approx 100\%.$$

E. El principio cosmológico

Es la afirmación de que todos los observadores fundamentales (así llamados quienes cabalgan sobre galaxias promedio, o corrigen sus observaciones para que lo parezca) ven la misma cosmo-historia. Es un principio no sometible, por su contenido, a verificación directa. Son sus consecuencias, muchas e importantes, las que lo avalan.

Un tiempo para el Cosmos

Si los observadores fundamentales eligen el origen de sus tiempos (medidos con buenos relojes) de modo que, para todos ellos, tengan los mismos valores en cada instante los parámetros cosmológicos (densidad media del Universo, temperatura del FCM, etc.) que miden, el tiempo común resultante se llama tiempo cósmico t . Queda definido salvo cambio global de origen. Se acostumbra a elegir este de modo que $t = 0$ en la GE. Los sucesos $t = \text{const.}$ ocurren todos en el mismo instante cósmico. Marcan una (hiper)superficie de simultaneidad (Fig. 8a), que denotaremos por S_t .

La geometría del Universo

El principio cosmológico (PC) nos enseña también cómo medir distancias e intervalos temporales en el Universo a gran escala. Concretamente, dicta el PC que la geometría del espacio-tiempo es del tipo Robertson-Walker:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[d\chi^2 + s_k^2(\chi)(d\theta^2 + \text{sen}^2\theta d\phi^2) \right]$$

donde k ($= -1, 0, 1$) es el índice de curvatura, $R(t)$ es el factor de escala del Universo en el instante cósmico t , y $s_k = \text{sh}, \text{id}, \text{sen}$, según que $k = -1, 0, +1$. Las dis-

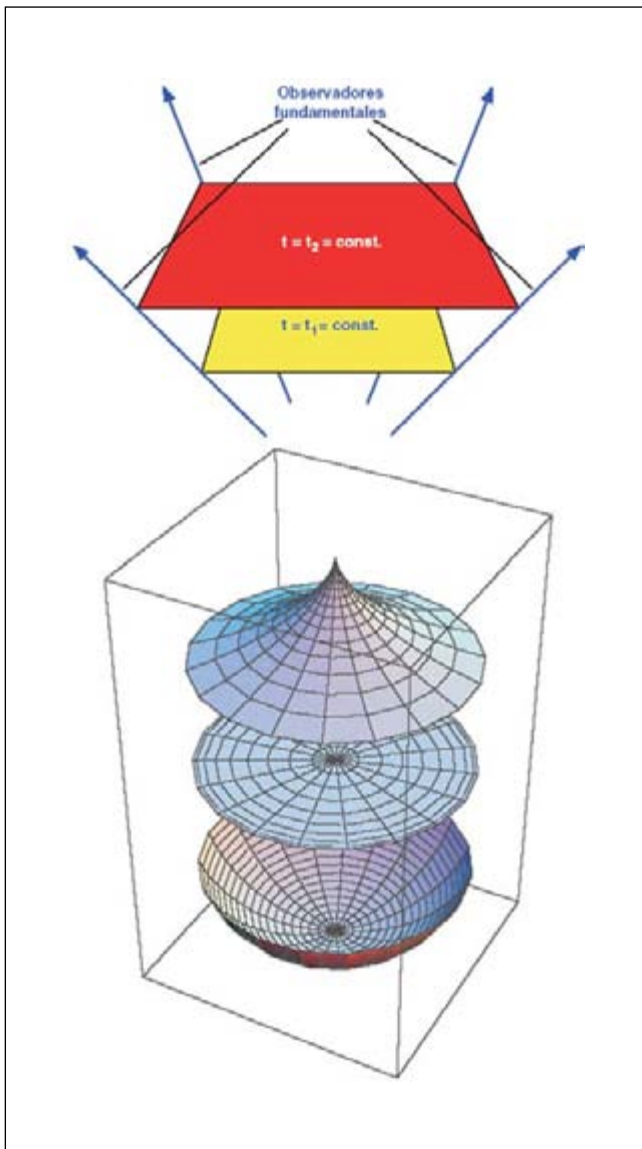


Figura 8. a/ Superficies de simultaneidad. b/ Superficies de curvatura constante: pseudoesfera, plano y esfera.

tancias entre dos galaxias muy alejadas en dos instantes distintos t, t' están en la relación $R(t)/R(t')$; como el Universo se expande, $R(t)$ crece con t . Las superficies de simultaneidad son de curvatura constante $6k/R^2(t)$.

En dos dimensiones tenemos una imagen clara de lo que es una superficie de curvatura constante (ver Fig. 8b) : si es positiva, pensamos en la superficie de una esfera, si es nula, en un plano, y si es negativa, en

una pseudoesfera (engendrada por rotación de una tratriz). Pero en las tres dimensiones que tienen las superficies de simultaneidad la imaginación lo tiene más duro para intuir las posibilidades del Universo, que típicamente son: borde tridimensional (3D) de una bola 4D ($k = 1$), espacio euclídeo ($k = 0$), y una hoja de un hiperboloide 3D ($k = -1$). Es decir, espacio cerrado si $k = 1$, y abierto en los casos $k = 0, -1$.¹⁶

Desplazamiento cosmológico al rojo

Los fotones que nos llegan de una galaxia lejana salieron de ésta cuando el Universo era mucho más joven y pequeño. Durante su largo camino hasta nosotros el tamaño del Universo ha ido creciendo, y esos fotones han ido ajustando su longitud de onda a éste de modo que $\lambda(t)/R(t) = \text{const.}$ en todo instante (Fig. 9). Luego $\lambda(t)$ es mayor en la recepción que en su emisión, y por eso se habla de corrimiento al rojo. Se acostumbra a representarlo a través de la variable z definida mediante $1 + z := \lambda_r(t)/\lambda_e(t)$, esto es, $z = (\lambda_r(t) - \lambda_e(t))/\lambda_e(t) := \Delta\lambda/\lambda$. Por tanto,

$$1 + z = \frac{R(t_r)}{R(t_e)}$$

Depende, pues, de la evolución del Universo. Hay un par de parámetros de interés para aproximar $R(t)$: el parámetro de Hubble

$$H := \frac{\dot{R}}{R}$$

que mide el ritmo relativo de expansión, y el parámetro de deceleración o de Sandage

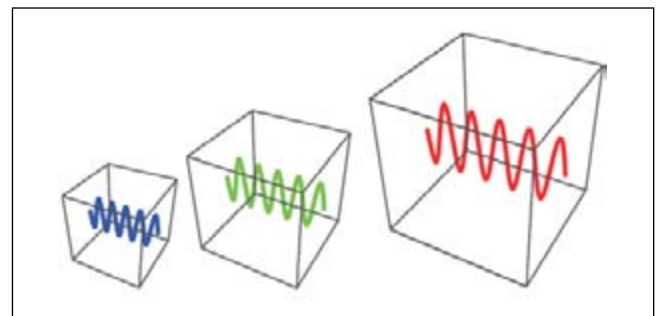


Figura 9. Expansión y fotones. La longitud de onda de los fotones crece a la par que el factor de escala.

¹⁶ Hay que advertir, no obstante, que hay otras posibilidades más sutiles en las que no vamos a entrar, como un espacio proyectivo 3D, o un toro 3D, o espacios hiperbólicos 3D cerrados (Luminet).

$$q := -\frac{R\ddot{R}}{\dot{R}^2} = \frac{dH^{-1}}{dt} - 1,$$

que representa a su vez el ritmo de variación temporal de $(H^{-1} - t)$.

Es obligada la pregunta: ¿cómo se conoce $\lambda_e(t)$? Por su identificación relativa a través de $\lambda_r(t)$ en un grupo de líneas espectrales podemos saber a qué transiciones atómicas corresponde $\lambda_e(t)$, y medir ésta directamente en los laboratorios terrestres.

Para que los desplazamientos al rojo sean fundamentalmente cosmológicos y no dominados por movimientos relativos de galaxias gravitacionalmente ligadas a la nuestra, hemos de tomar $z \gtrsim 0.01$.

Existe una compleja vinculación entre z y la distancia d_L a la galaxia medida a través de su luminosidad:

$$\begin{aligned} d_L &= (1+z)R_0 r = (1+z)R_0 s_k(\chi) = \\ &= (1+z)R_0 s_k \left(cR_0^{-1} \int_0^z \frac{d\zeta}{H(\zeta)} \right) = \\ &= c(1+z) |1 - \Omega_0|^{-1/2} H_0^{-1} s_k \left(|1 - \Omega_0|^{1/2} H_0 \int_0^z \frac{d\zeta}{H(\zeta)} \right) \end{aligned}$$

donde $R_0 := R(t_0)$, $\chi, r = s_k(\chi)$ son las coordenadas comóviles de la galaxia, z su desplazamiento al rojo, y $H(\zeta)$ el parámetro de Hubble en el instante de emisión de la luz que hoy recibimos con desplazamiento ζ .¹⁷

En el caso de universo crítico la relación queda en

$$d_L = c(1+z) \int_0^z \frac{d\zeta}{H(\zeta)}.$$

Hay otras nociones importantes de distancia. La distancia propia es la medida sobre superficies de simultaneidad:

$$d_{pr} = R_0 \chi = c \int_0^z \frac{d\zeta}{H(\zeta)}.$$

La distancia d_A por diámetro angular se define de modo que $d_A \Delta\theta = D$, donde D es el tamaño transversal de un objeto lejano, y $\Delta\theta$ el ángulo formado por las

visuales que nos llegan de sus extremos. Se demuestra que

$$d_A = d_L / (1+z)^2.$$

En ambas fórmulas z es el desplazamiento al rojo de la luz que nos llega del objeto cuya distancia estamos evaluando.

La relación d_L versus z , cuando $z \ll 1$, se simplifica. Aproximando $R(t)$ por su polinomio Taylor de segundo grado en el instante t_0 , y por tanto $H(z) \approx H_0 + z(\partial_z H)(0) = H_0(1 + (1+q_0)z)$, resulta inmediatamente

$$d_L \approx (c/H_0)z \left[1 + \frac{1}{2}(1+q_0)z \right].$$

Con H_0 y q_0 denotamos los parámetros de Hubble y de deceleración en la época actual ($t = t_0$).

La parte lineal domina a muy pequeño z (ver Fig. 10); en este caso $z \approx v/c$, donde v es la velocidad de recesión de la galaxia emisora, y recuperamos la conocida ley de Hubble $d \approx v/H_0$. Para galaxias no muy lejanas las distintas nociones de distancia son muy parecidas, y podemos usar simplemente d para denotarlas a todas ellas.

Cuando tengamos que usar la expresión general que relaciona d_L con z , resulta útil reescribirla usando las relaciones siguientes (que justificaremos luego, y que presuponen trasvases ignorables entre los distintos tipos de energía), en las que aparecen los parámetros de densidad:

$$\begin{aligned} R_0 &= \frac{c}{H_0} \sqrt{\frac{k}{\Omega_0 - 1}}, \\ H(z)/H_0 &= \left[\Omega_{X0} \exp \left[3 \int_0^z (1 + w_X(\zeta)) d \log(1 + \zeta) \right] + \right. \\ &\quad \left. + (1 - \Omega_0)(1+z)^2 + \Omega_{M0}(1+z)^3 + \Omega_{R0}(1+z)^4 \right]^{1/2}, \\ H(z)/H_0 &= \left[\Omega_{\Lambda 0} + (1 - \Omega_0)(1+z)^2 + \Omega_{M0}(1+z)^3 + \Omega_{R0}(1+z)^4 \right]^{1/2}. \end{aligned}$$

Como componente X indicamos la energía oscura, con ecuación de estado $p = w\rho$, pudiendo w depender del

¹⁷ Sea d una distancia sobre una superficie de simultaneidad S_t . Se define la distancia comóvil como $d_{cm} := (R(t_0)/R(t))d$. Es por tanto el valor de esa distancia, dilatada por la expansión, en el instante presente. Igualmente, si k es un vector de onda en el instante cósmico t , el vector de onda comóvil es $k_{cm} := (R(t)/R(t_0))k$.

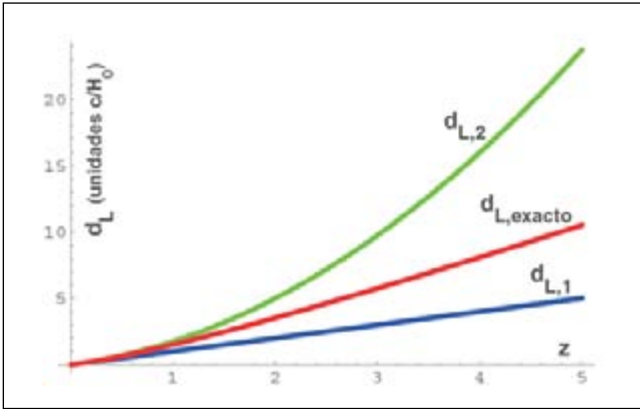


Figura 10. Relación d_L versus z , y sus aproximaciones lineal y cuadrática, para un universo con los datos cosmológicos de 2002.

tiempo (o equivalentemente, de z). Cuando la energía oscura es una energía de vacío, llamamos Λ al componente; en ese caso $w = -1$ y queda la última expresión para $H(z)/H_0$.

El gráfico adjunto (Fig. 10) muestra $d_L(z)$, tanto la relación exacta como las aproximaciones lineal (ley de Hubble) y cuadrática, para un universo con los parámetros del 2002.

En las fórmulas anteriores aparece por doquier la expresión $\int_0^z H^{-1}(\zeta) d\zeta$. Nótese que equivale a

$$\int_0^z H^{-1}(\zeta) d\zeta = H_0^{-1} \int_0^z d\zeta \exp\left[-\int_0^\zeta (1+q(x)) d \log(1+x)\right]$$

como se ve reescribiendo

$$1+q = dH^{-1}/dt = -d \log H^{-1}/d \log(1+z),$$

que tras integración da

$$H(z) = H(0) \exp \int_0^z (1+q(x)) d \log(1+x).$$

En el caso de que $q = 0$, y por tanto $\ddot{R} = 0$, tendremos $R = R_0 t/t_0$, $H(t) = 1/t$. El universo tendrá una expansión lineal, a ritmo constante, y si además es crítico,

$$d_L(z) = d_{L,\text{lin}}(z) := cH_0^{-1}(1+z) \log(1+z).$$

Supongamos que $q > 0$ (universo siempre desacelerado). Entonces de la fórmula anterior para H en función de q resulta

$$\int_0^z H^{-1}(\zeta) d\zeta < H_0^{-1} \log(1+z)$$

y por ello, si el universo es cerrado o crítico, tendremos $d_L(z) < d_{L,\text{lin}}(z)$. La interpretación es clara: en un universo cerrado o crítico, desacelerado, las distancias por luminosidad son menores que en un universo en expansión lineal, y por tanto las luminosidades son mayores. Por contra, si $q < 0$ (universo siempre acelerado), tendremos

$$\int_0^z H^{-1}(\zeta) d\zeta > H_0^{-1} \log(1+z)$$

y por ello, si el universo es abierto o crítico, tendremos $d_L(z) > d_{L,\text{lin}}(z)$. Luego en un universo abierto o crítico, acelerado, las distancias por luminosidad son mayores que en un universo en expansión lineal, y las luminosidades son menores.¹⁸

F. La teoría einsteiniana de la gravitación

Está condensada en la ecuación

$$G_{\mu\nu} := R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G_N}{c^4} T_{\mu\nu},$$

donde $G_{\mu\nu}$ es el tensor de Einstein, $R_{\mu\nu}$ el de Ricci, R la curvatura escalar, $g_{\mu\nu}$ el tensor métrico, y $T_{\mu\nu}$ el tensor de energía-tensiones.

En nuestro caso, $g_{\mu\nu}$ viene dado por la métrica de Robertson-Walker, y el PC fuerza también a un $T_{\mu\nu}$ de la forma de fluido perfecto:

$$T_{\mu\nu} = -p g_{\mu\nu} + (\rho + p) u_\mu u_\nu,$$

ya que en su confección solo podemos utilizar el tensor métrico y la cuadrivelocidad u_μ del fluido galáctico promedio. La presión y la densidad son funciones solo del tiempo cósmico t . Las ecuaciones de Einstein llevan a estas dos ecuaciones de Friedmann independientes:

$$\frac{1}{2} \dot{R}^2 - \frac{(4\pi/3)G_N(\rho/c^2)R^3}{R} = -\frac{1}{2} k c^2$$

que expresa la conservación de la energía en la expansión de una capa esférica de radio R , y

$$-\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{4\pi G_N}{3c^2} (\rho + 3p).$$

Consecuencia de ambas ecuaciones de Friedmann es

¹⁸ Las conclusiones precedentes se mantienen si el universo es ligeramente supercrítico y desacelerado, o ligeramente subcrítico y acelerado.

$$\frac{d}{dt}(\rho R^3) + p \frac{d}{dt}(R^3) = 0,$$

que muestra que la disminución de la energía en un volumen comóvil con la expansión es igual al trabajo realizado para expandir ese volumen. También se obtiene esta ecuación directamente a través de la conservación de $T_{\mu\nu}$: $T_{\mu\nu}{}^{;\nu} = 0$.

Ecuaciones de estado

Para integrar las ecuaciones de Friedmann necesitamos una relación funcional entre ρ y p , esto es, una ecuación de estado $p = p(\rho)$. Dado que tanto la densidad como la presión dependen solamente de t , tal ecuación siempre existe, y puede escribirse en la forma $p = w\rho$. Lo que no es trivial es suponer que w sea constante. En este caso, de la última ecuación resulta $\rho R^{3(1+w)} = \text{const}$. De no ser constante w , la integración conduce a

$$\rho = \text{const.} \times \exp \left[- \int 3(1+w) d \log R \right].$$

Destacan estos tipos de fluidos perfectos:¹⁹

- Materia: $p_M = 0$, esto es, $w_M = 0$. Por tanto $\rho_M R^3 = \text{const}_M$.
- Radiación: $p_R = (1/3)\rho_R$, esto es, $w_R = 1/3$. Por tanto $\rho_R R^4 = \text{const}_R$.
- Vacío: $p_\Lambda = -\rho_\Lambda$, esto es, $w_\Lambda = -1$. Por tanto $\rho_\Lambda = \text{const}_\Lambda$.
- Curvatura: $p_{\text{curv}} = -(1/3)\rho_{\text{curv}}$, esto es, $w_{\text{curv}} = -1/3$. Por tanto $\rho_{\text{curv}} R^2 = \text{const}_{\text{curv}}$.

Nuestro Universo tiene distintos componentes energéticos (materia bariónica, materia oscura exótica, radiación, vacío) y el intercambio de energía entre ellos ha sido despreciable desde la Gran Explosión hasta hoy: i/ con el vacío, por definición; ii/ con la materia oscura no bariónica, por su ignorable interacción no gravitatoria; iii/ y entre la materia bariónica y la radiación, porque desde la neutralización de la materia bariónica, ésta ha sido prácticamente transparente a la radiación, y antes de esa época, porque estuvieron en equilibrio termodinámico y el enorme

número de fotones por barión no relativista hizo que su intercambio energético, necesario para mantenerlos en equilibrio térmico, fuese muy pequeño frente a ρ_M y ρ_R . Supondremos, por tanto, como una buena aproximación a nuestro Universo, que la materia/energía es una mezcla de fluidos perfectos (materia, radiación y vacío), de modo que la contribución $T_{(i),\mu\nu}$ de cada uno de ellos, digamos el i -ésimo, al tensor energía-tensiones se conserva individualmente, esto es, $T_{(i),\mu\nu}{}^{;\nu} = 0$, y en consecuencia su densidad ρ_i varía con del factor de escala R del modo indicado en las anteriores relaciones.

R versus t

Supongamos nuestro Universo, en el que hay materia, radiación, y energía oscura, que como discutiremos más adelante, supondremos de tipo vacío. Como es costumbre, referiremos a la densidad crítica las densidades de cada tipo, con los parámetros de energía $\Omega_i := \rho_i / \rho_c$. En particular

$$\Omega := \rho / \rho_c = \Omega_M + \Omega_R + \Omega_\Lambda.$$

La primera ecuación de Friedmann equivale a

$$\Omega_M + \Omega_R + \Omega_\Lambda + \Omega_{\text{curv}} = 1,$$

donde

$$\Omega_{\text{curv}} := -kc^2 / (HR)^2.$$

De aquí resulta

$$\begin{aligned} \Omega < 1 &\Leftrightarrow k = -1 \\ \Omega = 1 &\Leftrightarrow k = 0 \\ \Omega > 1 &\Leftrightarrow k = +1 \end{aligned}$$

Para $k = 0$ esta relación deja indeterminado el factor de escala.

Otra forma equivalente de escribir la primera ecuación de Friedmann, despreciando el trasvase entre distintos tipos de energía, es

$$H^2 / H_0^2 = \left[\Omega_{\Lambda 0} + \Omega_{\text{curv}0} (R_0 / R)^2 + \Omega_{M0} (R_0 / R)^3 + \Omega_{R0} (R_0 / R)^4 \right],$$

y por tanto

$$H(z) / H_0 =$$

¹⁹ Para defectos cósmicos de dimensión N , se tiene $w = -N/3$.

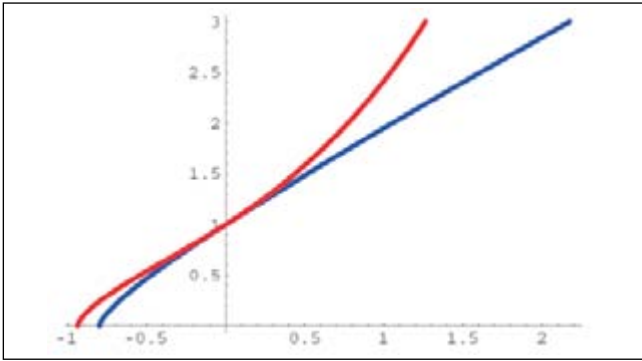


Figura 11. Relación R versus t , para un universo con los datos cosmológicos de 2002 (curva superior, en rojo). La curva inferior (en azul) representa la evolución sin energía oscura. En abscisas, $H_0 t$, en ordenadas R/R_0 .

$$\left[\Omega_{\Lambda 0} + (1 - \Omega_0)(1 + z)^2 + \Omega_{M0}(1 + z)^3 + \Omega_{R0}(1 + z)^4 \right]^{1/2},$$

con $\Omega_0 := \Omega_{\Lambda 0} + \Omega_{M0} + \Omega_{R0}$.

Teniendo en cuenta que $H = \dot{R}/R$, se tiene

$$d(H_0 t) =$$

$$d(R/R_0)$$

$$\frac{1}{\sqrt{\Omega_{\Lambda 0}(R_0/R)^{-2} + (1 - \Omega_0) + \Omega_{M0}(R_0/R) + \Omega_{R0}(R_0/R)^2}},$$

expresión que nos da t en función de R . Para los datos actuales resulta la Fig. 11.

Nótese el cambio de inflexión de la curva $R(t)$ del Universo actualmente acelerado. Para ver cuando ocurre, debemos recurrir a la segunda ecuación de Friedmann, que, tomando $p = w\rho$, reescribimos como

$$q = \sum_i \frac{1}{2}(1 + 3w_i)\Omega_i = \frac{1}{2}\Omega_M + \Omega_R - \Omega_\Lambda$$

y por tanto

$$q(z)(H(z)/H_0)^2 = -\Omega_{\Lambda 0} + \frac{1}{2}\Omega_{M0}(1 + z)^3 + \Omega_{R0}(1 + z)^4,$$

por lo que

$$q(z) =$$

$$\frac{-\Omega_{\Lambda 0} + \frac{1}{2}\Omega_{M0}(1 + z)^3 + \Omega_{R0}(1 + z)^4}{\Omega_{\Lambda 0} + (1 - \Omega_0)(1 + z)^2 + \Omega_{M0}(1 + z)^3 + \Omega_{R0}(1 + z)^4}.$$

Luego la inflexión, esto es, el momento en que $q = 0$, se produce para $z_{q=0} = 0.75$.²⁰

Edad del Universo

En la Fig. 11 vemos que el factor de escala se anula en el pasado, marcando la GE. El tiempo transcurrido desde entonces se toma como edad del Universo, y vale

$$t_0 = \int_0^{\infty} \frac{dz}{(1 + z)H(z)}.$$

En nuestro caso, con los datos de la WMAP sobre densidades de materia y energía, resulta el valor teórico

$$t_0 = 14 \text{ Ga.}$$

perfectamente compatible con la edad resultante de los datos observacionales.

El instante en que cambia de inflexión la curva $R(t)$ es $t_{q=0} = 7.1 \text{ Ga.}$ ²¹

G. La microfísica y la cosmología

En el Universo, con su GE caliente, se dan situaciones tan extremas que para conocer la fuente motriz del cosmos hay que echar mano de la microfísica (μF) actual, plasmada en el modelo estándar $SU(3)_{\text{color}} \otimes SU(2) \otimes U(1)_Y$ de las partículas elementales (cromodinámica cuántica & modelo electrodébil) bien comprobada hasta energías del orden del TeV. Con tal microfísica podemos llegar hasta el primer ps tras la GE. Ir más atrás quizá requiera una extensión de esta μF , bien mediante una gran unificación, bien considerando la supersimetría, bien acudiendo a la teoría de supercuerdas o a la teoría M, etc.

Hay en la μF actual algo que facilita enormemente la cosmología del Universo primitivo: la libertad asintótica. La intensidad de las interacciones fuertes decrece hacia cero logarítmicamente al crecer la energía, por lo que a las altas temperaturas que se dieron tras la GE el Universo puede ser considerado como una mezcla de gases prácticamente ideales.

Comparando los ritmos de reacción con el ritmo de expansión del Universo se infiere que las distintas partículas elementales estuvieron en equilibrio termodinámico a temperaturas $T \lesssim \alpha^2 T_p \sim 10^{16} \text{ GeV}$, siendo

²⁰ En cambio, el predominio de la energía de vacío sobre la materia empieza a producirse cuando $(1 + z)^3 = \Omega_{\Lambda 0}/\Omega_{M0}$, esto es, para $z = 0.39$.

²¹ La energía de vacío empieza a dominar sobre la materia cuando $t = 9.5 \text{ Ga}$.

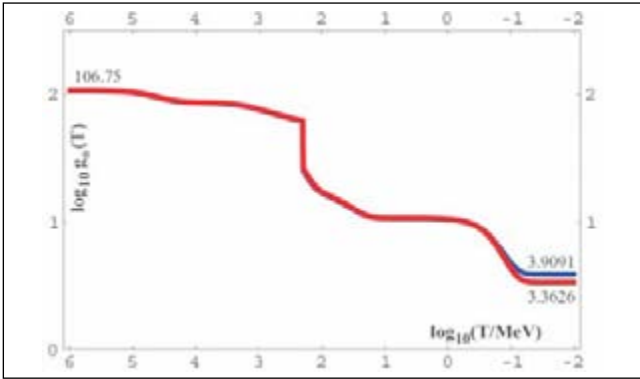


Figura 12. Número efectivo de grados de libertad relativistas para la energía y la entropía.

$\alpha := g^2/4\pi$, con g la constante de acoplo de los mesones gauge, y $T_p = 1.417 \times 10^{32} \text{ K} = 1.221 \times 10^{19} \text{ GeV}$ la temperatura de Planck. A medida que el Universo se fue enfriando en su expansión, ciertas partículas se fueron “descolgando” del resto, al no reaccionar con la debida rapidez. Primero fueron los neutrinos ligeros (masa $\ll \text{ MeV}$), cuando $T \approx 1 \text{ MeV}$, y más tarde los fotones, cuando $T = 0.26 \text{ eV}$.

Era de la radiación

La energía en forma de radiación (partículas relativistas) dominó sobre la energía en forma de materia (partículas no relativistas) hasta un cierto momento tras la GE, cuando $1 + z_{\text{eq}} \approx \Omega_{\text{M0}}/\Omega_{\text{R0}} = 2.407 \times 10^4 (\Omega_{\text{M0}} h^2)$. Según los datos de la WMAP,

$$1 + z_{\text{eq}} = 3234^{+194}_{-210}$$

En ese instante la temperatura de los fotones era $\mathcal{O}(1) \text{ eV}$, y solo estos y los neutrinos ligeros formaban parte de la radiación. La edad del Universo era de unos 57 ka. La época anterior a este momento se llama era de la radiación.

Energía y entropía Durante esta era la energía estaba dominada por la radiación, y

$$\rho \approx \rho_R = \frac{\pi^2}{30} g_* T^4$$

donde g_* es un número efectivo de grados de libertad relativistas:

$$g_* := \sum_{i \in \text{bosones}} g_i (T_i/T)^4 + (7/8) \sum_{i \in \text{fermiones}} g_i (T_i/T)^4$$

donde g_i es el número de grados de libertad de spin de las partículas de especie i , y T_i su temperatura. Reservamos T para la temperatura de los fotones.

También la densidad de entropía se debió casi toda a la radiación,

$$s \approx s_R = \frac{2\pi^2}{45} g_{*s} T^3$$

donde g_{*s} es otro número efectivo de grados de libertad relativistas:

$$g_{*s} := \sum_{i \in \text{bosones}} g_i (T_i/T)^3 + (7/8) \sum_{i \in \text{fermiones}} g_i (T_i/T)^3$$

En la Fig. 12 se aprecia cómo esos números de grados de libertad para la energía y la entropía coinciden para temperaturas superiores al MeV. Ello se debe a que a esas temperaturas todas las partículas estaban en equilibrio termodinámico y por tanto compartían la misma temperatura, con lo que $g_* = g_{*s}$. Pero cuando $T \sim 1 \text{ MeV}$ los neutrinos se desacoplaron del resto, y no participaron en el reparto de entropía tras la aniquilación de los positrones cuando $T \approx m_e$. Por ello la temperatura de los neutrinos desacoplados decreció con la expansión más que la de los fotones y resto de partículas, que quedaron a mayor temperatura que aquellos, de modo que $T_\nu/T = (4/11)^{1/3}$ desde entonces. Esto explica que $g_{*0} = 2 + (42/8)(4/11)^{4/3} = 3.36264$, $g_{*50} = 2 + 21/11 = 3.90909$.²²

A altas temperaturas ($T \sim 1 \text{ TeV}$), $g_* = g_{*s} = 427/4 = 106.75$.²³

Como dijimos antes, la densidad de energía en forma de fotones y, si este fuera el caso, neutrinos ultraligeros (3 especies) sería hoy

²² De hecho, el desacoplo no es completo. Los neutrinos adquieren un poco de la energía de la aniquilación e^+ , y como la sección eficaz neutrino-electrón crece con la energía, el espectro del baño de neutrinos se aparta ligeramente de la distribución de Fermi-Dirac. Para tener en cuenta todo esto, así como los efectos de Electrodinámica Cuántica a temperatura finita, bastaría cambiar el número $N_\nu = 3$ de especies de neutrinos (en el supuesto simplificador de masa nula) por $N_{\nu,ef} = 3.034$, de modo que $g_{*0} = 2 + 3.034 \times (14/8)(4/11)^{4/3} = 3.37809$, $g_{*50} = 2 + 3.034 \times 7/11 = 3.93073$, $\rho_{\nu 0} = 0.1794 \text{ eV/cm}^3$, $\rho_{R0} = 0.4398 \text{ eV/cm}^3$. De todos modos, dado que estas correcciones son despreciables para la precisión actual, las ignoraremos.

²³ A temperaturas superiores el número de grados de libertad depende de los modelos de partículas que se adopten. Por ejemplo, en un SU(5) minimal, y a la temperatura de Planck, $g_{*Planck} = 643/4$. Los modelos supersimétricos vienen a duplicar el número de grados de libertad.

$\rho_{\text{FCM0}} = 0.2604 \text{ eV/cm}^3$, $\rho_{\nu\bar{\nu}0} = 0.1774 \text{ eV/cm}^3$,
por lo que

$$\rho_{\text{R0}} = 0.4378 \text{ eV/cm}^3, \quad \Omega_{\text{R0}} h^2 = 4.154 \times 10^{-5}.$$

La densidad de entropía es

$$s_{\text{FCM0}} = 1478 \text{ cm}^{-3}, \quad s_{\nu\bar{\nu}0} = 1411 \text{ cm}^{-3}, \quad s_{\text{R0}} = 2890 \text{ cm}^{-3}.$$

La entropía en el volumen Hubble actual está dominada por la correspondiente a la radiación (fotones y neutrinos ligeros), y por consiguiente

$$S_{\text{H0}} = (4\pi/3)(c/H_0)^3 s_{\text{R0}} = 0.9582 \times 10^{88} h^{-3} = 2.7 \times 10^{88}.$$

Reloj de temperaturas La primera ecuación de Friedmann lleva a $\Omega_{\text{R}} \approx 1$ en la era de radiación, y por tanto, teniendo en cuenta que $\rho_{\text{R}} \propto R^{-4}$, resulta $H(t) = 1/2t$, y

$$tT^2 = (45/16\pi^3)^{1/2} g_*^{-1/2} = 0.3012 g_*^{-1/2},$$

en unidades Planck. De otra manera,

$$t_s T_{\text{MeV}}^2 = 2.4205 g_*^{-1/2}.$$

No olvidemos, sin embargo, que estas son relaciones aproximadas, debido a que g_* no se mantiene estrictamente constante en la era de radiación.

Algunos momentos destacados Dentro del período cubierto por la física conocida ($t \gtrsim 1 \text{ ps}$), sobresalen estos momentos, algunos de los cuales ya hemos comentado:

- Ruptura de la simetría electrodébil cuando $T \sim T_{\text{GSW}} := [\sqrt{2}G_{\text{F}}]^{-1/2} = 246 \text{ GeV}$, y por tanto $t \sim 1\text{ps}$.²⁴
- Desacoplo de los neutrinos para $T \sim 1 \text{ MeV}$, y $t \sim 1\text{s}$.
- Exterminio de los positrones para $T \sim m_e$, y $t \sim 3\text{s}$.
- Nucleosíntesis primigenia para $0.3 \text{ MeV} \leq T \leq 0.03 \text{ MeV}$, y por tanto $10 \text{ s} \lesssim t \lesssim 10^3 \text{ s}$.
- Equilibrio radiación-materia. Decíamos antes que esto ocurrió cuando $1 + z_{\text{eq}} = 3.2 \times 10^3$, y $t_{\text{eq}} = 57 \text{ ka}$.
- Desacoplo de los fotones para $T_{\text{desac}} = 0.26 \text{ eV}$, y, según el análisis de los datos de la WMAP,

$$1 + z_{\text{desac}} = 1090 \pm 1, \quad t_{\text{desac}} = 379_{-7}^{+8} \text{ ka}.$$

H. Horizontes en cosmología

Hay varias nociones de horizontes en cosmología. Por su importancia, las recogemos a continuación.

Horizonte de partículas En 1956 introdujo Rindler el concepto de horizonte de partículas de un observador fundamental en el instante t : aquella hipersuperficie que separa las partículas del fluido galáctico promedio que han estado en contacto causal con ese observador antes de t , de aquellas otras que todavía no han tenido tiempo de estarlo. La distancia $d_{\text{hp}}(t)$ del observador a ese horizonte es la distancia propia que lo separa sobre la hipersuperficie de simultaneidad S_t (Fig. 13):

$$d_{\text{hp}}(t) = R(t) \int_0^{t'} \frac{dt'}{R(t')},$$

que es finita siempre que $R(t) \propto t^\alpha$, $t \rightarrow 0$, con $\alpha < 1$, como ocurre en nuestro Universo, para el que $\alpha = 1/2$ (era de la radiación). Para los t 's correspondientes a esta era, $d_{\text{hp}}(t) = 2t$. La expresión anterior lleva a esta otra:

$$d_{\text{hp}}(t) = \frac{1}{1+z(t)} \int_{z(t)}^{\infty} \frac{dz}{H(z)},$$

donde $z(t)$ es el desplazamiento al rojo con que recibimos la luz emitida en el instante t . En el momento presente, y si ignoramos la inflación,²⁵

$$d_{\text{hp}}(t_0) = \int_0^{\infty} \frac{dz}{H(z)} = 3.4t_0 = 14 \text{ Gpc} = 47 \text{ Gal}.$$

Cuando el desacoplo, $d_{\text{hp}}(t_{\text{desac}}) = 0.26 \text{ Mpc}$, y la distancia comóvil a ese horizonte es $(1+z_{\text{desac}})d_{\text{hp}}(t_{\text{desac}}) = 0.28 \text{ Gpc}$.

Los tamaños de los horizontes de partículas crecen a velocidad superior a la de la luz ($c = 1$ en nuestras fórmulas). Esto no está en contradicción con el principio relativista de que c es la velocidad máxima con que la energía o la información puede propagarse en un inercial. Piénsese en este ejemplo más sencillo: dos puntos sobre una superficie esférica de radio R subtenden un ángulo central $\theta = \pi$, es decir, son diametralmente opuestos. Si ese radio crece a velocidad $c/2$, la distancia $d = R\theta$ que separa sobre esa superficie móvil al par de puntos aumenta con velocidad $\dot{d} = \dot{R}\theta = (\pi/2)c > c$ (ver Fig. 14).

²⁴ La temperatura T_{GSW} de Glashow-Salam-Weinberg coincide con el valor esperado del campo Higgs en el vacío.

²⁵ En el universo crítico dominado siempre por la materia, $d_{\text{hp}}(t_0) = 3t_0$.

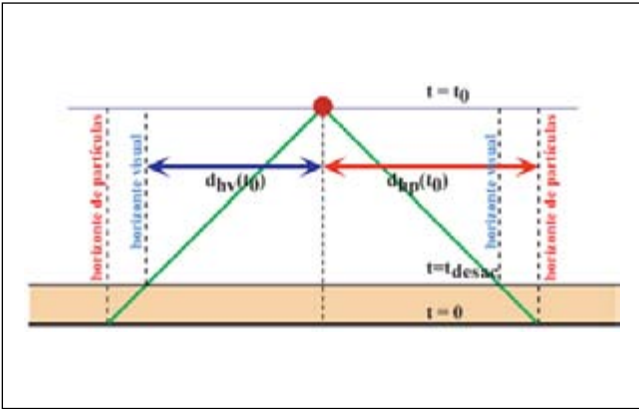


Figura 13. Horizontes de partículas y visual.

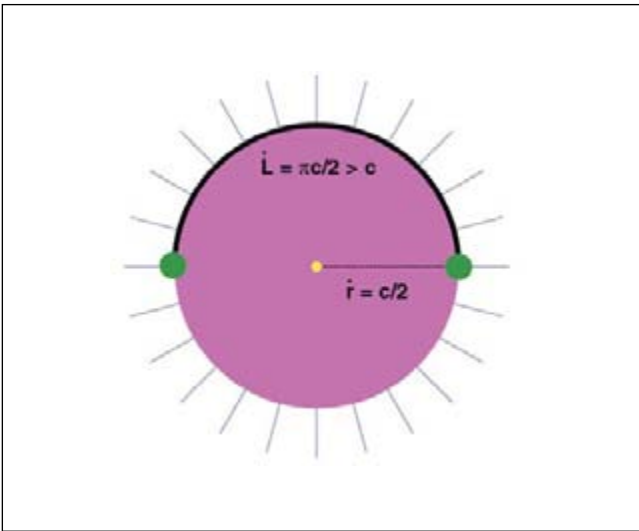


Figura 14. Ejemplo de velocidad superlumínica.

Horizonte visual Si queremos pensar en el horizonte como lo que separa aquello que podemos ver de lo que todavía no podemos ver, debemos restringirnos al llamado horizonte visual (Ellis y Stoeger 1988), que tiene en cuenta que la luz se liberó en t_{desac} (Fig. 13). Nuestra distancia $d_{hv}(t)$ al mismo en el instante t es

$$d_{hv}(t) = R(t) \int_{t_{desac}}^t \frac{dt'}{R(t')} = \frac{1}{1+z(t)} \int_{z(t)}^{z_{desac}} \frac{dz}{H(z)},$$

y representa la distancia máxima a los puntos del Universo que podemos ver desde nuestra posición en ese instante.

A diferencia del horizonte de partículas, sensible también al Universo anterior al desacoplo de la luz, el visual sólo depende de la historia del Universo a partir de este desacoplo.

Para los datos de la WMAP,

$$d_{hv}(t_0) = 3.3t_0 = 14 \text{ Gpc} = 46 \text{ Gal.}$$

Sin embargo, nuestra distancia a esos puntos de la superficie de última difusión en el instante t_{desac} en que fue emitida la luz que ahora recibimos en el FCM fue $d_{hv}(t_0)/(1+z_{desac}) = 42 \text{ Mal}$, y en aquel instante tales puntos recedían de nosotros a la velocidad $H(t_{desac})d_{hv}(t_0)/(1+z_{desac}) = 66c$.

Es interesante también estimar el espesor de la superficie de última difusión. El desacoplo no tiene lugar en un instante determinado, sino que se realiza a lo largo de un intervalo de tiempo $\Delta t = 118_{-2}^{+3} \text{ ka}$ en torno a $t_{desac} = 379_{-7}^{+8} \text{ ka}$, caracterizado por una anchura $\Delta z = 195 \pm 2$ alrededor de $z_{desac} = 1089$. El espesor comóvil e de la zona del Universo de la que recibimos fotones liberados en ese desacoplo es

$$e = \int_{z_{desac} - \frac{1}{2}\Delta z}^{z_{desac} + \frac{1}{2}\Delta z} \frac{dz}{H(z)} = 38 \text{ Mpc},$$

escala que subtiende un ángulo de aproximadamente $9'$ de arco.²⁶

Horizonte Hubble Llamaremos así al limitado por los elementos del fluido galáctico que receden de nosotros a la velocidad de la luz. Esta distancia se conoce generalmente como radio Hubble d_H del Universo. Como $d(t) = R(t)\chi$, es claro que $\dot{d} = (\dot{R}/R)R\chi = Hd$, y por tanto $\dot{d} = c \Rightarrow d_H = c/H$. En la actualidad, $d_H(t_0) = 2997.92 h^{-1} \text{ Mpc} = 1.01t_0$; en el momento de desacoplo, $d_H(t_{desac}) = 0.20 \text{ Mpc}$, y su tamaño comóvil $(1+z_{desac})d_H(t_{desac}) = 0.21 \text{ Gpc}$. El radio del horizonte Hubble en la superficie de última difusión abarca un ángulo de 0.87° .²⁷

El horizonte Hubble es el horizonte para la μF , pues c/H es el alcance de la luz en el tiempo de expansión, y por tanto del orden de la distancia hasta la que la microfísica causal es operativa.

²⁶ Ese ángulo es simplemente $e/d_{pr}(z_{desac})$.

²⁷ Se calcula como $\Delta\theta = d_H(t_{desac})/d_A(t_{desac})$.

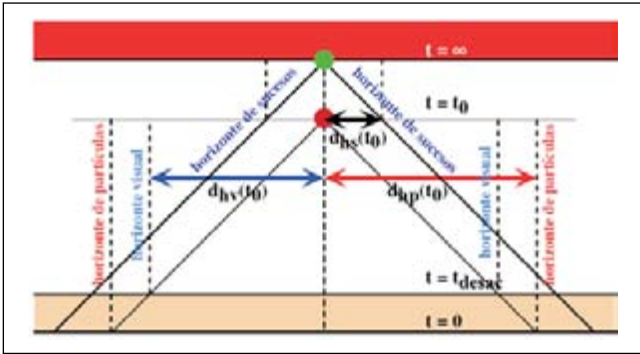


Figura 15. Horizonte de sucesos. Aunque la figura parezca sugerir lo contrario, la distancia al horizonte de sucesos crece asintóticamente (tiempos muy grandes).

Que la velocidad de recesión sea c no significa que el desplazamiento al rojo sea infinito (como haría pensar la relación entre la velocidad y el desplazamiento en el efecto Doppler). De hecho, el desplazamiento al rojo infinito solo se daría para la luz que nos llegara del mismo momento de la GE ($R(0) = 0$).

Horizonte de sucesos Se define como el cono de luz hacia el pasado desde el final ($t \rightarrow \infty$) de nuestra línea de universo (Fig. 15).²⁸ Nuestra distancia propia al mismo en el instante t es

$$d_{hs}(t) = R(t) \int_t^{\infty} \frac{dt'}{R(t')} = \frac{1}{1+z(t)} \int_{-1}^{z(t)} \frac{d\zeta}{H(\zeta)},$$

finita si $R(t)$ crece con t más aprisa que t^α , $\alpha > 1$.

Más allá de $d_{hs}(t)$ nunca podremos ver qué ocurre a partir del instante t .

Para los datos actuales,

$$d_{hs}(t_0) = \int_{-1}^0 \frac{dz}{H(z)} = 1.1t_0 = 4.7 \text{ Gpc} = 15 \text{ Gal.}$$

Asintóticamente, $d_{hs}(\infty) = c/H(-1) = 4.9 \text{ Gpc}$.

En el futuro, cuando $z = -0.998$, es decir, $R(t)/R_0 \approx 500$, las galaxias que hoy distan más de 10 Mpc (el tamaño de nuestro supercúmulo local) habrán cruzado

en su recesión cósmica el horizonte de sucesos, escondiéndose para siempre de nuestra vista.²⁹ Esto ocurrirá dentro de 100 Ga, mucho antes de que se apaguen las estrellas más pequeñas (y por tanto de vida más larga, $\sim 1-10 \text{ Ta}$).

III. PROBLEMAS DE LA COSMOLOGÍA ESTÁNDAR

El modelo cosmológico estándar, en su concepción primera, presenta varios cabos sueltos, mostrándose incapaz de dar cuenta satisfactoria de ciertos problemas, relacionados en su mayoría con sus peculiares condiciones iniciales. He aquí una lista de ellos:

- Horizontes
- Planitud
- Vejez
- Rotación
- Frigidez
- Inmensidad
- Numerosidad
- Monopolos y reliquias no deseadas
- Perturbaciones de la densidad

Se consigue explicarlos todos mediante el *paradigma de la inflación*. Quedará pendiente, sin embargo, la solución a otro gran problema, el de la constante cosmológica, cuya posible respuesta tal vez exija el marco de la cosmología cuántica.

Veamos en qué consisten algunos de estos problemas.

A. Horizontes

Hoy la entropía dentro del horizonte visible es $\approx 0.91 \times 10^{90}$, mientras que en el instante de desacoplo la entropía de un volumen Hubble era $\approx 3.2 \times 10^{84}$.

²⁸ Estas consideraciones sirven siempre que los componentes del fluido cósmico satisfagan $p_i = w_i \rho_i$, $w_i \geq -1$. Para universos dominados por energía "fantasma" ($p_i = w_i \rho_i$, $w_i < -1$), existe un tiempo límite finito t_{lim} , para el que $R(t_{lim}) = \infty$, y la distancia al horizonte tiende a 0 para $t \rightarrow t_{lim}$.

²⁹ Si L es la distancia propia hoy a una galaxia en recesión, el instante $t(L)$ en que esta galaxia traspasará el horizonte de sucesos satisface

$$L/c = \int_{-1}^{z(t(L))} \frac{d\zeta}{H(\zeta)}.$$

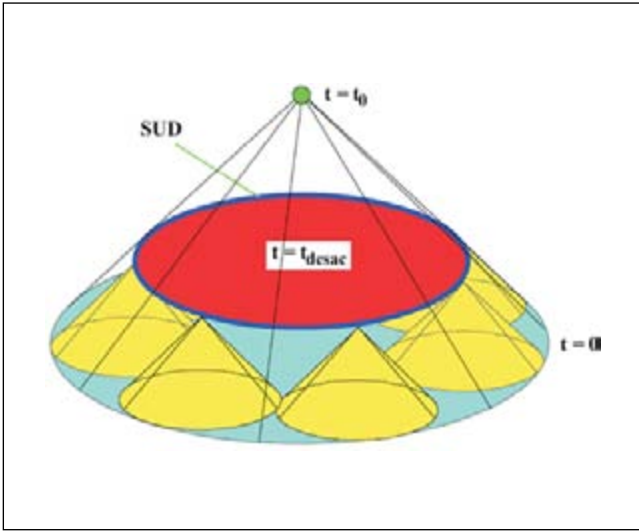


Figura 16. Representación esquemática de direcciones de observación del FCM cuyas fuentes sobre la superficie de última dispersión (SUD) no han tenido contacto causal previo.

Por tanto nuestro Universo visible actual contenía unos 3×10^5 volúmenes Hubble en el momento de desacoplo, es decir, unas 3×10^5 regiones causalmente inconexas, y la apertura angular de cada una de ellas era $\sim 1.8^\circ$ (Fig. 16). Análogamente, en el tiempo de la nucleosíntesis ($T = 0.1$ MeV) $S_H = 3.9 \times 10^{68}$, y ese número de regiones ascendería a 10^{21} .

Una forma aproximada de realizar estos cálculos es esta: la distancia al horizonte Hubble $d_H(t)$ en la era de radiación es $\approx 2t$, y como la densidad de entropía entonces era $s(t) = (2\pi^2/45)g_{*S}(t)T(t)^3$, la entropía total contenida dentro del horizonte en la era de dominio de la radiación resulta ser

$$S_H(t) = \frac{4\pi}{3} (2t)^3 s(t) = 0.402 \frac{g_{*S}(t)}{g_*(t)^{3/2}} T(t)^{-3}, t < t_{eq}.$$

Para $t > t_{eq}$ y $z \gg 1$, es una aproximación razonable en nuestro Universo $d_H(t) \approx (3/2)t$; $t \approx (2/3)H_0^{-1}(1+z)^{-3/2}$, y como $s(t) = (1+z)^3 s_{R_0}$, resulta

$$S_H(t) \approx \frac{4\pi}{3} (3t/2)^3 s(t) = 9.58 \times 10^{87} h^{-3} (1+z)^{-3/2}.$$

Para $z \lesssim 1$ no hay ninguna fórmula suficientemente simple, siendo aconsejable recurrir al cálculo numérico de las integrales pertinentes.

Por tanto, al dirigir la radioantena que recoge el FCM en direcciones que difieran tan solo 2° , los fotones fósiles recibidos en un caso y en otro no tuvieron ocasión en el pasado de contactar causalmente, y sin embargo, tienen idénticas temperaturas (salvo partes en 10^6).³⁰ ¿Por qué?

B. Planitud

Hoy sabemos que a pesar del tiempo transcurrido desde la GE, Ω_0 yace muy probablemente en el intervalo $[0.01, 10]$. Esto requiere que en el pasado $\Omega(t)$ haya estado extraordinariamente cerca del valor crítico. En efecto, de las ecuaciones de Einstein resulta

$$\Omega(t) - 1 = k / (HR)^2 = k / [(8\pi/3) \rho(t) R(t)^2 - k]$$

y por tanto, si $t_{1,2} \gtrsim t_{eq}$, $z_{1,2} \gg 1$,

$$R_1 [1 + (\Omega_1 - 1)^{-1}] = R_2 [1 + (\Omega_2 - 1)^{-1}]$$

mientras que si $t_1, t_2 \gtrsim t_{eq}$, $z_{1,2} \lesssim 1$,

$$R_1^{-2} [1 + (\Omega_1 - 1)^{-1}] = R_2^{-2} [1 + (\Omega_2 - 1)^{-1}].$$

Por otro lado, si $t_1, t_2 \lesssim t_{eq}$,

$$R_1^2 [1 + (\Omega_1 - 1)^{-1}] = R_2^2 [1 + (\Omega_2 - 1)^{-1}]$$

En consecuencia, para $t \lesssim t_{eq}$,

$$R^2 [1 + (\Omega - 1)^{-1}] = R_0^{-2} R(t_{eq}) R^3(t'_{eq}) [1 + (\Omega_0 - 1)^{-1}],$$

donde t'_{eq} indica el instante de igualdad entre las densidades de materia y de energía oscura. De aquí,

$$1 - \Omega^{-1} = (1 - \Omega_0^{-1}) \frac{R^2 R_0^2}{R(t_{eq}) R^3(t'_{eq})}, \quad t \lesssim t_{eq}.$$

Luego

³⁰ Si apuntamos la antena en dos direcciones opuestas, la luz que recibimos de la superficie de última dispersión (SUD) proviene de lugares separados en unos 10^2 diámetros Hubble: tomando $\chi = 0$ en la Tierra, la coordenada radial χ de cualquier fuente sobre la SUD cuya luz estamos recibiendo satisface

$$\chi(t_{desac}) = \int_{t_{desac}}^{t_0} \frac{dt}{R(t)},$$

por lo que el semiperímetro propio de un círculo máximo sobre la SUD mide $\pi R(t_{desac}) \chi(t_{desac}) = \pi R(t_{desac}) / R_0 d_{hv}(t_0)$. Luego dos direcciones opuestas de la SUD están separadas por $\pi(1 + z_{desac})^{-1} d_{hv}(t_0) / 2d_H(t_{desac}) \approx 100$ diámetros Hubble.

$$1 - \Omega^{-1} = (1 - \Omega_0^{-1}) \frac{R^2 R_0^2}{R_{\text{eq}} R_{\text{eq}}'^3}, \quad t \lesssim t_{\text{eq}}$$

donde t'_{eq} indica el instante de igualdad entre las densidades de materia y de energía oscura. Por tanto

$$|\Omega - 1| = \mathcal{O}((1 + z_{\text{eq}})(1 + z'_{\text{eq}})^3 (g_{*S0}^{-1/3} T_0 / g_{*S}^{-1/3} T)^2)$$

y en consecuencia

$$\begin{aligned} |(\Omega - 1)_{\text{desac}}| &= \mathcal{O}(10^{-3}), \\ |(\Omega - 1)_{1s}| &= \mathcal{O}(10^{-16}), \\ |(\Omega - 1)_{10^{-34} \text{ s}}| &= \mathcal{O}(10^{-51}), \\ |(\Omega - 1)_{\text{Planck}}| &= \mathcal{O}(10^{-61}). \end{aligned}$$

De no haber sido tan próximo a 1 el valor de Ω en el Universo primitivo, al cabo de 10^{10} años no se mantendría en ese pequeño entorno de valores que la observación indica.

Otro modo de ver la planitud es mediante el radio de curvatura físico $R_{\text{curv}} := R / \sqrt{|k|}$.³¹ Como

$$R_{\text{curv}} = |\Omega - 1|^{-1/2} H^{-1},$$

de lo anterior se desprende que

$$(HR_{\text{curv}})_{\text{Planck}} = \mathcal{O}(10^{30}), \quad (HR_{\text{curv}})_{1s} = \mathcal{O}(10^8).$$

Surge por tanto la cuestión de quién o qué fijó ese valor primitivo de Ω tan cercano a 1 con esa fantástica aproximación. En términos familiares, y como dice Linde, el problema de la planitud plantea por qué nuestra vida transcurre en un entorno euclidiano en que las paralelas no se cortan, tal como nos enseñan en la escuela y luego nos niegan en la universidad.

C. Monopolos y reliquias no deseadas

Se piensa que el Universo, al irse enfriando, ha ido pasando por sucesivas transiciones de fase, como la

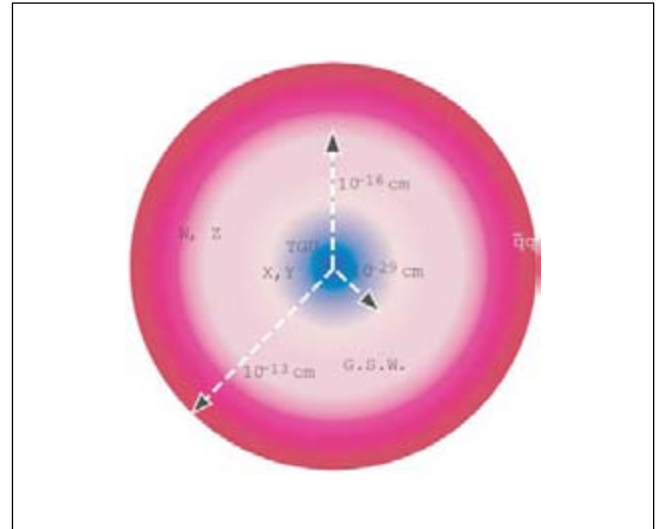


Figura 17. Esquema de la estructura interna de un hipotético monopolo TGU.

TGU (rotura de la simetría de gran unificación), la GSW (rotura de la simetría electrodébil), etc., en que diversas simetrías se han visto espontáneamente rotas. En estas transiciones pueden haberse producido defectos, puntuales o de dimensión 0 (monopolos), lineales o de dimensión 1 (cuerdas), tipo sábana o de dimensión 2 (muros).³²

Los monopolos producidos en la transición TGU (a una temperatura $T_{\text{TGU}} \sim 10^{14}$ GeV) tendrían una masa del orden de $\alpha_{\text{TGU}}^{-1} M_X \sim 10^{16}$ GeV $\sim 10^8$ g \sim masa de una bacteria. Su interior es complejo (Fig. 17), con capas estilo cebolla: un núcleo de TGU (radio 10^{-29} cm), en cuya superficie pululan bosones gauge superpesados X, Y; una capa de unificación electrodébil envolviendo a este (radio 10^{-16} cm), en cuya superficie abundan W^\pm y Z^0 , y otra de confinamiento (10^{-13} cm), con condensados quark-antiquark en su límite. Es claro que estos objetos no se pueden construir con los aceleradores normales; requieren situaciones extre-

³¹ Las superficies $t = \text{const.}$ son de 3-curvatura constante ${}^3R = 6k/R^2(t)$, y se define $R_{\text{curv}} := R / \sqrt{|k|}$. Por tanto

$$R_{\text{curv}} = |\Omega - 1|^{-1/2} H^{-1}$$

y cuando Ω es muy próximo a 1 entonces $R_{\text{curv}} \gg H^{-1}$, y el espacio es prácticamente plano.

³² Esto guarda relación con los grupos de homotopía $\pi_k(M := G/H)$, $k = 0, 1, 2$, donde G es el grupo de gauge, H el estabilizador del vacío, y M la órbita de vacíos, ya que en una superficie S^2 (un círculo S^1 , un par S^0 de puntos) alrededor de un defecto puntual (lineal, plano) se origina una disposición no-trivial de los campos Higgs. Siempre que $\pi_2(M)$ ($\pi_1(M)$, $\pi_0(M)$) sea no-trivial será de esperar la producción de monopolos (cuerdas, muros). Esto ocurre para π_2 en cualquier rotura de un G semisimple en que por primera vez el estabilizador H tiene algún subgrupo factor $U(1)$, por ejemplo en una transición TGU en que se rompe $SU(5) \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, pero no en la posterior de SW en que $SU(2) \times U(1) \rightarrow U(1)$, ya que se trata ahora de una segunda ocasión. En el caso de π_1 la no-trivialidad se da, por ejemplo, si H contiene algún subgrupo factor discreto (por ejemplo, la rotura $SO(10) \rightarrow SU(5) \times Z_2$), y para π_0 si M es inconexa.

mas, como las de la GE. Además, ¡es inevitable su producción!, por el llamado mecanismo de Kibble: por razones de causalidad la longitud de correlación para el campo Higgs no puede superar al tamaño del horizonte, y por tanto debió producirse como mínimo un monopolo por volumen de horizonte en t_{TGU} ($\sim 10^{-35}$ s). Por tanto

$$n_{\text{mp}} \gtrsim (3/4\pi)d_{\text{H,TGU}}^{-3} \approx (3/4\pi)(2ct_{\text{TGU}})^{-3},$$

con lo que la relación número de monopolos/entropía es

$$n_{\text{mp}}/s \gtrsim (10-10^2)T_{\text{TGU}}^3 \sim 10^{-14}.$$

Suponiendo que no haya habido una aniquilación importante monopolo-antimonopolo (bastando para ello que $n_{\text{mp}}/s \lesssim 10^{-10}$), ni una producción significativa de entropía, este cociente se habrá mantenido, y ahora la densidad de monopolos y su contribución a la densidad de materia del Universo serían

$$n_{\text{mp},0} \sim 5 \times 10^{-5} \text{ m}^3,$$

$$\rho_{\text{mp},0} \sim 5 \times 10^5 \text{ GeV/cm}^3,$$

$$\Omega_{\text{mp},0} h^2 \sim 4 \times 10^{10},$$

a todas luces incompatible esto último con lo conocido. ¡Este es el problema de los monopolos!

Lo mismo ocurre con otras posibles partículas estables sumamente pesadas; como la sección eficaz de aniquilación de partículas muy masivas es muy pequeña, deberíamos esperar una presencia de fósiles de gran masa que dominarían de modo intolerable la densidad de energía del Universo. El Universo hubiera con ello colapsado hace años.

D. Perturbaciones de la densidad

Se cree que las inhomogeneidades presentes en el Universo actual son consecuencia, por inestabilidad gravitacional en el Universo en expansión, de otras mucho menos conspicuas en el Universo primitivo.

Para calibrar las inhomogeneidades, se introduce el llamado contraste de densidad:

$$\delta(\mathbf{x}) := [\rho(\mathbf{x}) - \rho_{\text{U}}] / \rho_{\text{U}},$$

donde ρ_{U} es la densidad media del Universo. En asociación con el contraste está la fluctuación rms de la densidad

$$\delta\rho/\rho := \langle \delta^2(\cdot) \rangle^{1/2},$$

con el promedio realizado sobre todo el Universo. Cuando restringimos la media a los volúmenes ocupados por una categoría de objetos (estrellas, cúmulos, etc), podemos hablar de la fluctuación $\delta\rho/\rho$ específica de cada tipo de objetos. Y así, por ejemplo, para estrellas, $\delta\rho/\rho \sim 10^{30}$; para galaxias, $\delta\rho/\rho \sim 10^5$; para cúmulos galácticos, $\delta\rho/\rho \sim 10^2-10^3$; para supercúmulos, $\delta\rho/\rho \sim 1$; y para vacíos, $\delta\rho/\rho \sim -1$.

Los contrastes de densidad son ampliación, por coagulación gravitacional, de los que estuvieran presentes en la época de desacoplo fotónico; a su vez, estos últimos están correlacionados con inhomogeneidades en la temperatura, de modo que

$$(\delta\rho/\rho)_{\text{desac}} = \mathcal{O}(10-10^2)(\delta T/T)_{\text{desac}} = \mathcal{O}(10^{-4} - 10^{-3}),$$

dependiendo el factor de la naturaleza de las inhomogeneidades. Luego el Universo era muy suave en el momento del desacoplo, a pesar de su ostensible falta de suavidad actual.

En el crecimiento por acreción gravitacional, se demuestra que hay un comportamiento lineal para pequeños contrastes, y un régimen no lineal para los otros:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \propto \begin{cases} R & \text{si } \delta\rho/\rho \lesssim 1, \\ R^n & (n \gtrsim 3) \text{ si } \delta\rho/\rho \gtrsim 1, \end{cases}$$

Al entrar en fase no lineal, una estructura deja de crecer con la expansión, y queda gravitacionalmente ligada. Como R ha aumentado en un factor 10^3 desde el desacoplo de la radiación, cabe esperar los contrastes actuales.

Se supone que las fluctuaciones de la densidad son aleatorias y gaussianas, es decir, las fases de sus diferentes modos normales no están correlacionadas:

$$\langle \hat{\delta}(\mathbf{k}) \hat{\delta}(\mathbf{k}') \rangle = \frac{2\pi^2}{k^3} \mathcal{P}_{\delta}(\mathbf{k}) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}'),$$

en coordenadas comóviles, donde $\mathcal{P}_{\delta}(\mathbf{k})$ es el espectro de potencia del campo δ de fluctuaciones. La isotropía obliga a que $\mathcal{P}_{\delta}(\mathbf{k}) = \mathcal{P}_{\delta}(k)$. Con frecuencia se elige otra definición para el espectro de potencia, a saber, $\mathcal{P}_{\delta}(\mathbf{k}) := (2\pi^2/k^3) \mathcal{P}_{\delta}(k)$. Usaremos la que más convenga en cada caso.

Es fácil ver que

$$\langle \delta^2(\cdot) \rangle = \int_0^\infty \mathcal{P}_\delta(k) d \log k,$$

$$\xi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) := \langle \delta(\mathbf{x}_1) \delta(\mathbf{x}_2) \rangle = \int_0^\infty \mathcal{P}_\delta(k) \frac{\text{sen } kx}{kx} d \log k,$$

donde $x := |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|$.

En la Fig. 18 pueden verse los datos conocidos sobre $P_\delta(k, t_0)$.

El modelo cosmológico estándar no da información alguna sobre el origen de esas perturbaciones de la densidad $\delta(\mathbf{x})$.

Escalas de interés

Conviene conocer las escalas comóviles de las grandes estructuras astrofísicas. Para ello calculemos la masa media (en el universo) $M(\lambda)$ en el instante actual de una bola de diámetro λ :

$$M(\lambda) = (4\pi/3)(\lambda/2)^3 \rho_{M0} = 3.9 \times 10^{10} h^2 (\lambda/\text{Mpc})^3 M_\odot.$$

En consecuencia, la escala comóvil de una galaxia es $\lambda_{\text{gx}} \sim 1 \text{ Mpc}$. Este tamaño viene a ser un orden de

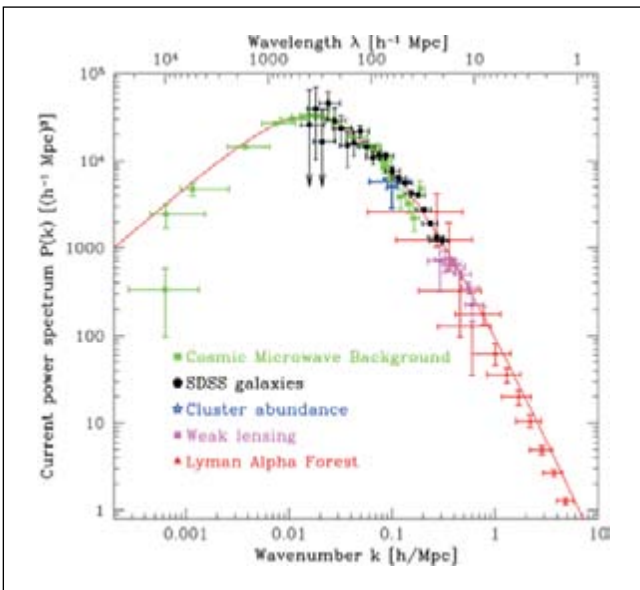


Figura 18. Espectro (lineal) actual de potencia $P_\delta(k, t_0)$. La curva continua es la predicción teórica con un modelo de concordancia compatible con los valores actuales de los parámetros cosmológicos.

magnitud mayor que su diámetro real, y significa que en el momento de desacoplo esa escala, en tamaño físico, era del orden de 1 kpc, y que de haber crecido linealmente sería hoy del orden de 1 Mpc, pero debido a que su evolución ha sido no-lineal durante una parte considerable del tiempo desde t_{desac} , el crecimiento ha sido 10-100 veces menor.

Del mismo modo, la escala de los cúmulos galácticos es $\lambda_{\text{cg}} \sim 10 \text{ Mpc}$, la de los supercúmulos $\lambda_{\text{scg}} \sim 100 \text{ Mpc}$, y el horizonte Hubble actual es $d_{\text{H0}} \approx 3000 h^{-1} \text{ Mpc}$, aproximadamente la escala explorada por el COBE (tener en cuenta que una escala comóvil de 1000 Mpc, situada en la SUD (superficie de última dispersión), subtiende un ángulo de unos 4.3°).

IV. INFLACIÓN

Hoy se cree que la solución a esos problemas y a otros está en una hipotética fase de inflación del Universo, que en esencia rebaja la importancia de las condiciones iniciales del mismo. Durante la inflación la gravedad global se hace repulsiva, y el ritmo de expansión se acelera, o lo que es equivalente, el horizonte causal comóvil disminuye:

$$\ddot{R} > 0 \Leftrightarrow \rho + 3p < 0 \Leftrightarrow d(d_{\text{H}}/R)/dt < 0 \Leftrightarrow d(HR)/dt > 0.$$

Fijémonos, por ejemplo, en el problema de la planitud. De la relación $\Omega - 1 = k/(HR)^2$ se desprende que en su evolución normal un universo no crítico tiende a apartarse del valor $\Omega \approx 1$, ya que en una fase decelerada en que $R \propto t^\alpha$, $0 < \alpha < 1$, se tiene $\Omega - 1 \propto t^{2(1-\alpha)}$. Por contra, en una fase inflacionaria la expansión es superlumínica,³³ $H(t)R(t)$ crece sin límite con t , y tiende a acercar Ω hacia el valor crítico 1, por lo que si dura lo suficiente esa fase como para llevar Ω a un entorno suficientemente pequeño de 1, podremos conseguir que la evolución posterior hasta nuestros días no nos aparte significativamente de este valor crítico. Por otro lado, el radio de curvatura satisface $R_{\text{curv}}/d_{\text{H}} = |\Omega - 1|^{-1/2}$, y por ende el volumen Hubble tiende a hacerse plano a medida que $\Omega \rightarrow 1$.

Del mismo modo, la inflación diluye la presencia de reliquias masivas molestas. Al mantenerse cons-

³³ Por ejemplo, $R(t) \sim at^\alpha$, $\alpha > 1$, o $R(t) \sim a \exp(tH)$.

tante $\rho_r R^3$ y crecer rápidamente HR , el número $\propto \rho_r/H^3$ de dichas reliquias en un volumen Hubble decrece hasta hacerse insignificante. Hay que vigilar, sin embargo, que el recalentamiento del Universo tras la inflación no produzca de forma apreciable reliquias de estas que hemos diluido, bastando para ello que las temperaturas alcanzadas sean muy inferiores a la masa de las mismas.

El problema de los horizontes es fácilmente reexpresable como

$$\int_{t_{desac}}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} \gg \int_0^{t_{desac}} \frac{dt}{R(t)},$$

y la inflación se encarga de darle la vuelta a esta desigualdad haciendo que $R(t)$ sea una cantidad enormemente pequeña antes de comenzar la expansión superlumínica.

En la inflación no solo crece superlumínicamente el tamaño del Universo. También la entropía debe experimentar un notable crecimiento: la entropía actual dentro del Universo visible es $\mathcal{O}(10^{90})$, y como queremos que este, en t_{desac} , caiga dentro del volumen Hubble en este instante con el fin de que asegurarnos el contacto causal previo de todos los puntos de la SUD, será preciso que $S_H(t_{desac}) \gtrsim \mathcal{O}(10^{90})$. Pero sin inflación $S_H(t_{desac}) = \mathcal{O}(10^{84})$.

Finalmente, en el modelo cosmológico estándar cualquier escala comóvil λ empieza siendo mayor que el horizonte Hubble comóvil ($R_0/RH \propto t^{1/2}$ en la fase de radiación), pero como este crece, llega un momento en que λ se mete dentro de él (ver Fig. 19). Antes, mientras λ supera al horizonte Hubble comóvil, la física causal no puede afectar lo que haya a esa escala. Sin embargo se ha visto que existen inhomogeneidades a escalas grandes, mayores que el horizonte Hubble, que ningún proceso causal puede crear. La inflación cambia esto. Al principio de ella, λ llega a ser menor que R_0/RH , y por ello esta escala λ se ve afectada por las leyes físicas, que pueden producir en ella inhomogeneidades. Mientras $\lambda > R_0/RH$, esas inhomogeneidades permanecen “congeladas”. Luego, después de que la inflación termine, $R_0/RH \propto t^{1/2}$, $t^{1/3}$ (según

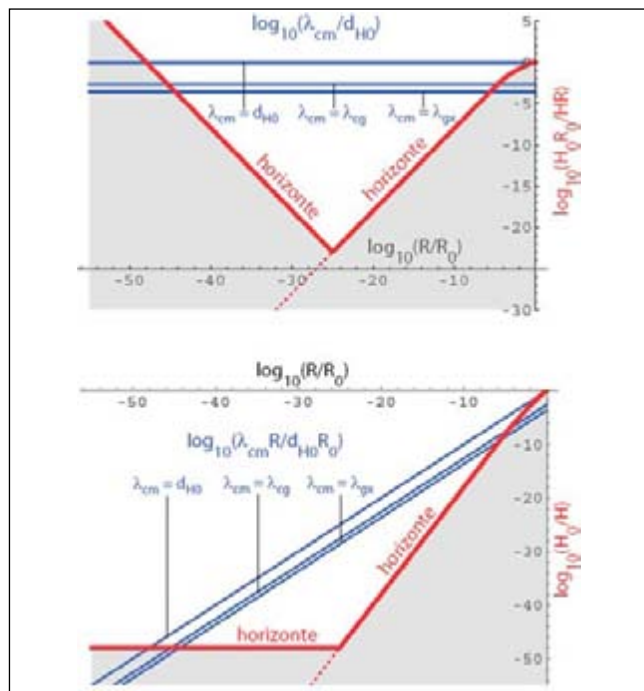


Figura 19. Evolución del horizonte Hubble comóvil (arriba) y físico (abajo) con el tamaño del Universo. Se representan también tres escalas comóviles y físicas. En abscisas $\log_{10}(R/R_0)$; en ordenadas, arriba, $\log_{10}(H_0 R_0/HR)$, $\log_{10}(\lambda_{cm}/d_{H0})$, y abajo, $\log_{10}(H_0/H)$, $\log_{10}(\lambda_{cm}R/d_{H0}R_0)$. La zona sombreada es la región subhorizonte.

domine radiación o materia), λ volverá a meterse dentro del horizonte Hubble, y las inhomogeneidades a esa escala evolucionarán físicamente.

A. Modelos inflacionarios

Propuesto por Guth en 1981, el mecanismo de la inflación ha sufrido cambios importantes. La “vieja” inflación de la propuesta original de Guth no encontraba una salida airosa para terminar, y fue reemplazada por otros modelos más adecuados. Resumamos esta historia.

El mecanismo principal es un campo escalar real, llamado inflatón.³⁴ La densidad y presión asociadas a un campo escalar real ϕ espacialmente homogéneo son

$$\rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi), \quad p = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi),$$

³⁴ La física abunda en campos escalares básicos: los Higgs, por ejemplo. Pero ninguno ha sido observado hasta la fecha. También en el estudio de las transiciones de fase en la materia condensada aparecen los campos escalares como parámetros de orden.

y por tanto, si es además estático, $\rho + p = 0$ y simula una situación de vacío o de constante cosmológica. Si solo es homogéneo, basta que $\dot{\phi}^2 < V(\phi)$ para que $\rho + 3p < 0$ y por tanto propicie la inflación.

Un potencial muy utilizado en el pasado está relacionado con el potencial efectivo de Coleman-Weinberg, que aparece en la rotura espontánea de SU(5) a la simetría electrodébil mediante un Higgs multidimensional en la representación 24. Dicho potencial efectivo a temperatura T tiene la expresión

$$V_T(\phi) = (25\alpha^2/16) \left[\frac{1}{2}(\sigma^4 - \phi^4) + \phi^4 \log(\phi^2/\sigma^2) \right] + (18/\pi^2) T \int_0^\infty dq \left[q^2 \log \left[1 - \exp \left[-(q^2 + (5\pi\alpha/3)\phi^2)^{1/2} / T \right] \right] \right],$$

donde $\alpha \approx 1/45$ es la constante de estructura fina de gauge, y $\sigma = 1.2 \times 10^{15}$ GeV. En la Fig. 20 puede verse la representación del potencial, convenientemente desplazado, a diversas temperaturas. Existe una temperatura crítica $T_c = 0.1063\sigma$ para la que los dos mínimos del potencial tienen igual valor; como estos están separados por una barrera de potencial, la transición asociada es de primer orden. Por encima de T_c , el mínimo global del potencial está en $\phi = 0$, y para temperaturas inferiores a la crítica el mínimo rompe la simetría del potencial al colocarse en un valor de $\phi \neq 0$.

1. Vieja inflación

En el modelo de Guth, a las altas temperaturas del inicio el inflatón estaba en el estado de más baja energía potencial o estado de “vacío”, en este caso $\phi=0$. Al irse enfriando el Universo, este estado deja paso a otro de menor energía en el que $\phi \neq 0$, pero el campo puede quedar capturado, atrapado o colgado durante algún tiempo en el “falso” vacío anterior, hasta que por fluctuaciones térmicas o cuánticas cruce la barrera que lo separa del vacío real. En ese periodo la densidad del Universo debida al inflatón es constante e igual a $V(0)$, e impulsa una expansión exponencial, al ritmo constante $H = [(8\pi G_N/3)V(0)]^{1/2}$.

Supongamos por concreción que $V(0)^{1/4} \sim 10^{14}$ GeV, por lo que $H^{-1} \sim 10^{-34}$ s, y $d_H \sim 10^{-23}$ cm. Imaginemos que la inflación dura NH^{-1} ; esto significa

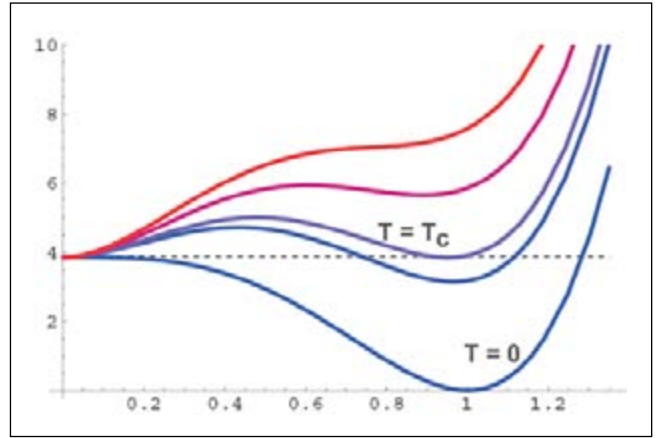


Figura 20. Potencial de Coleman-Weinberg a varias temperaturas (de abajo a arriba, $T = 0, 0.1\sigma, T_c, 0.12\sigma, 0.13\sigma$). En abscisas, ϕ/σ , y en ordenadas, $(V_T - V_T(0) - V_0(\sigma))/(\sigma/10)^4$.

que el tamaño del Universo crecerá durante ella en un factor e^N . Al inicio de la inflación la temperatura era $T \sim \sigma/10$, y la entropía de una región \mathcal{R} de Universo del orden de un volumen Hubble era de 10^{14} . Al expandirse con la inflación, el Universo se superenfrió, decreciendo su temperatura en un factor e^N al concluir la inflación. Pero cuando ϕ ha atravesado la barrera y se ha deslizado hacia el mínimo del potencial, oscila coherentemente en torno a la posición $\sim \sigma$ de este, y devuelve su enorme energía al resto del Universo, recalentándolo. Si este proceso es eficiente, la temperatura final será de nuevo similar a la inicial, esto es, 10^{14} GeV, y por eso la entropía de aquel trozo \mathcal{R} de universo habrá pasado a ser e^{3N} veces la original, es decir, $e^{3N} 10^{14}$. Luego, siempre que $N \geq 59$, nuestro Universo visible actual (entropía 10^{90}) estuvo en algún volumen causal en el pasado, y por tanto el problema de los horizontes se habrá esfumado. Asimismo, $(R_0/HR)/(R_0/H_0R_0) = (H_0/H)(R_0/R) \sim 10^{-25}$ tras el recalentamiento,³⁵ y por tanto $RH \sim 10^{25}R_0H_0$. Como $R = e^N R_{in}$, denotando por el subíndice *in* el inicio de la inflación, resulta $e^N \sim 10^{25} |(\Omega_{in} - 1)/(\Omega_0 - 1)|^{1/2}$. Como observacionalmente sabemos que $|\Omega_0 - 1| \lesssim 0.04$, queda $N \sim 59 + \frac{1}{2} \log |\Omega_{in} - 1|$. Luego, como parece natural esperar que $|\Omega_{in} - 1| \lesssim \mathcal{O}(1)$, vemos que un $N \geq 60$ explica tanto la planitud como la homogeneidad.

Sin embargo, el modelo originario de Guth era insostenible: el tránsito del vacío falso al verdadero era

³⁵ Úsese la conservación de la entropía en un volumen comóvil.

una transición de fase de primer orden que procedía por nucleación de burbujas de buen vacío, y esta tenía que ser a bajo ritmo para dar tiempo suficiente a que la inflación cumpliera sus propósitos curativos. Pero entonces el recalentamiento, originado por la colisión y fusión de esas burbujas, era sumamente escaso y prácticamente la totalidad del Universo estaba condenada a seguir en eterna inflación.

2. Nueva inflación

Para remediar este problema, se propuso en 1982 (Linde por un lado, y Albrecht y Steinhardt por otro) lo que se conoce como modelos de “nueva” inflación, en los que la inflación se produce, no durante el tuneleo entre los vacíos, sino durante una rodadura lenta, muy lenta, del campo hacia la zona de mínimo del potencial (supondremos que este se alcanza en el valor $\phi = \sigma$, y que $V(\sigma) = 0$), de la que por las razones que sean se encuentra inicialmente muy desplazado (Fig. 21).

La ecuación de ese campo escalar homogéneo es

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'(\phi) = 0,$$

donde el segundo término, de fricción, es debido a la expansión del Universo.³⁶ Es la ecuación de un móvil que desliza, con rozamiento, sobre la curva del potencial. La aproximación de rodadura lenta consiste en suponer que: 1/ la energía cinética es despreciable frente a la potencial ($\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$); 2/ $|\ddot{\phi}| \ll |3H\dot{\phi}|, |V'(\phi)|$.

Una vez que termina la rodadura, el campo cae en el pozo de mínimo y empieza a oscilar coherentemente en torno a este con una frecuencia angular $\omega \approx \sqrt{V''(\sigma)}$. Ahora, aparte del término de fricción $3H\dot{\phi}$, hay un amortiguamiento adicional por el posible acoplo del inflatón con otros campos a los que va cediendo energía excitándolos y produciendo quanta de esos campos. Representando fenomenológicamente este nuevo término por $\Gamma_\phi \dot{\phi}$, puede seguirse numéricamente la evolución con cierto detalle. El resultado final es que el Universo se recalienta, alcanzando, tras un tiempo $\sim \Gamma_\phi^{-1}$, una temperatura final de recalentamiento $T_{rc} \sim g_{*S}^{-1/4} \Gamma_\phi^{1/2}$ (unidades Planck), con la que empalma con la era ordinaria de la radiación.³⁷

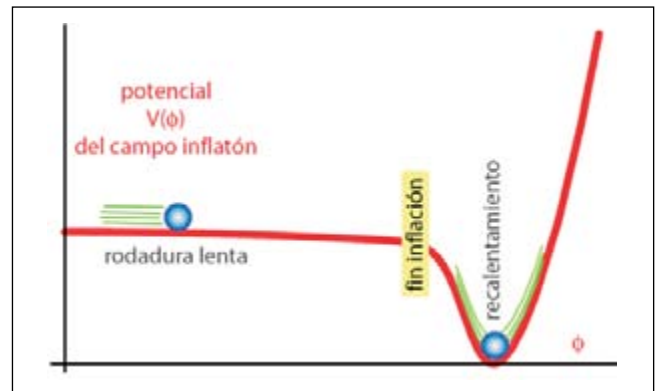


Figura 21. Potencial con rodadura lenta.

Durante el recalentamiento, o quizá inmediatamente después, puede haber tenido lugar la bariogénesis. Si esta se debe a la desintegración de los mesones X , la temperatura de recalentamiento debe ser suficientemente elevada para que estas partículas puedan producirse.

Con la nueva inflación la estimación del número N de e -plicaciones precisas para asegurar la suavidad y planitud necesarias es

$$N \geq 54 + (2/3) \log(M/10^{14} \text{ GeV}) + (1/3) \log(T_{rc}/10^{10} \text{ GeV}) + (1/2) \log|\Omega_m - 1|,$$

donde $M := V^{1/4}(\phi_{osc})$, siendo ϕ_{osc} el valor del campo cuando empieza a oscilar.

El análisis presentado conduce a temperaturas de recalentamiento que son por lo general varios órdenes de magnitud menor que la que correspondería a la densidad de energía en la inflación. Una mejora radical en la efectividad del recalentamiento proviene de considerar la posibilidad de resonancia paramétrica en la desintegración del inflatón. De este modo puede aprovecharse en radiación toda la energía de vacío de la inflación.

3. Inflación caótica

Es el modelo más sencillo. Introducido por Linde en 1983, usa los potenciales más simples que pueda uno imaginar, como por ejemplo, $V = \frac{1}{2} m^2 \phi^2$, $V = \lambda \phi^4$.

³⁶ Esa ecuación resulta de las ecuaciones de Lagrange para la acción $\int d^4x \sqrt{-g} \mathcal{L}_\phi$ del campo ϕ , o si se prefiere de la conservación $T^{\mu\nu}_{;\nu} = 0$.

³⁷ Suponiendo, como ocurre en la mayoría de los modelos, que $\Gamma_\phi \ll H$.

Con el primero, las ecuaciones en la aproximación de rodadura lenta, en unidades Planck, son

$$3H\dot{\phi} + m^2\phi = 0, \quad H^2 = (4\pi/3)m^2\phi^2,$$

por lo que

$$\phi(t) = \phi_{in} - (m/\sqrt{12\pi})t, \\ R(t) = R_{in} \exp\left[(4\pi/3)^{1/2}m(\phi_{in} - (48\pi)^{-1/2}mt)t\right].$$

Las condiciones de rodadura lenta se satisfacen solo si $|\dot{\phi}| \gg 0.1$. El número de e -plicaciones de la inflación es $N = 2\pi(\phi_{in}^2 - \phi_{fin}^2) \approx 2\pi\phi_{in}^2$. La aplicabilidad del modelo clásico requiere que $V \ll 1$. Pero esto no impide tener una inflación apreciable, tomando m suficientemente pequeña.

B. Perturbaciones escalares y tensoriales

Uno de los problemas fundamentales de la cosmología es explicar el origen de las grandes estructuras (galaxias, cúmulos, etc.) observadas. La inflación suministra un espectro de inhomogeneidades adecuado.

El radio Hubble en el momento de desacoplo de los fotones medía 0.19 Mpc, subtendiendo un ángulo de 0.9°, bastante más pequeño que la escala angular (de unos 7°) de las irregularidades observadas por el COBE. Como en el modelo cosmológico estándar una escala mayor que el horizonte Hubble en algún instante lo fue también en todo momento anterior, ningún mecanismo causal podría haber generado esas inhomogeneidades. Con la inflación, sin embargo, cualquier escala de interés astrofísico empieza siendo menor que el horizonte Hubble al principio de la inflación, permitiendo la acción causal sobre toda ella tanto para homogeneizarla como para imprimirle pequeñas perturbaciones. Tan pronto sale fuera del horizonte durante la inflación, estas perturbaciones quedan “congeladas”, impresas en la métrica del espacio-tiempo, fuera de la toda influencia causal. Más tarde vuelve dicha escala a meterse dentro del horizonte, y las perturbaciones se manifiestan de nuevo como perturbaciones de la densidad.

Una escala comóvil λ se sale del horizonte en la fase de inflación cuando faltan $N(\lambda)$ e -plicaciones para que concluya esta fase, siendo

$$N(\lambda) = 46 + (2/3)\log(M/10^{14} \text{ GeV}) \\ + (1/3)\log(T_{rc}/10^{10} \text{ GeV}) + \log(\lambda/\text{Mpc}).$$

Por tanto difieren poco entre sí los $N(\lambda)$ de las escalas más interesantes: $N(d_{H0}) - N(10 \text{ Mpc}) = 6$, $N(10 \text{ Mpc}) - N(1 \text{ Mpc}) = 2.3$.

Las inhomogeneidades en una cierta escala se producen por fluctuaciones cuánticas del campo inflatón antes de salir esa escala del horizonte. Estas perturbaciones impiden alcanzar el grado de homogeneidad clásicamente esperado.

Se prueba que la amplitud $\delta\hat{\phi}(\mathbf{k})$ de las fluctuaciones cuánticas de momento \mathbf{k} comóvil se congelan al valor clásico

$$\langle 0 | \delta\hat{\phi}^*(\mathbf{k}') \delta\hat{\phi}(\mathbf{k}) | 0 \rangle = (H^2/2k^3) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$$

fuera del horizonte, es decir, cuando $HR/kR_0 \gg 1$. Por tanto las fluctuaciones por década son constantes:

$$\mathcal{P}_\phi(k) = \frac{\delta}{\delta \log k} |\delta\phi|^2 = \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2,$$

donde $|\delta\phi|^2 := \langle 0 | \delta\phi^*(\mathbf{x}) \delta\phi(\mathbf{x}) | 0 \rangle$. Este último resultado nos dice que esa fluctuación por década es simplemente el cuadrado de la temperatura de Gibbons-Hawking $T_{GH} = H/2\pi$ asociada al horizonte de sucesos (del universo de De Sitter) de la fase de inflación.

Estas perturbaciones, mientras están fuera del horizonte, evolucionan de forma muy simple: una cierta cantidad ζ , invariante bajo cambios de coordenadas, y que sobre el horizonte viene dada por $\zeta = \delta\rho/(\rho + p)$, permanece constante, de modo que al reentrar en el horizonte conlleva un contraste de densidad dado, para la escala λ , por

$$\left\{ \begin{array}{l} 3/4 \\ 1 \end{array} \right\} \left(\frac{\delta\rho}{\rho} \right)_{\text{hor}(\lambda)} = \left(\frac{\delta\rho}{\rho + p} \right)_{N(\lambda)} = \left(\frac{V'\delta\phi}{\dot{\phi}^2} \right)_{N(\lambda)} \\ \approx \left\{ \begin{array}{l} 2/\pi \\ 1/5\pi \end{array} \right\} \left(\frac{H^2}{\dot{\phi}} \right)_{N(\lambda)}.$$

Los subíndices $N(\lambda)$, “hor(λ)” denotan los momentos en que la escala λ salía fuera (entraba dentro) del horizonte. El factor 3/4 (1) se aplica cuando la reentrada es a un universo dominado por radiación (materia); esto es, cuando $\lambda \lesssim 50h^{-2} \text{ Mpc} \approx 100 \text{ Mpc}$, ($\lambda \lesssim 50h^{-2} \text{ Mpc}$).

Como los $N(\lambda)$ de las escalas de interés (1-4000 Mpc) son próximos, H y $\dot{\phi}$ varían poco de unas a otras y los contrastes asociados al meterse en el horizonte son muy parecidos entre sí. Esto es la llamada invariancia de escala.

Del mismo modo que el campo del inflatón genera un espectro de fluctuaciones cuánticas como el de un campo escalar libre y sin masa ($V(\phi)$ aproximadamente constante a lo largo de la inflación), el propio campo gravitatorio genera también un espectro de fluctuaciones que al salir del horizonte se convierte en un fondo de gravitones:

$$\frac{1}{\rho_{\text{hor}(\lambda)}} \frac{\delta}{\delta \log k} \rho_{\text{grav}} \approx \frac{4H^2}{3\pi} \approx \frac{32}{9} M^4$$

en unidades geométricas. La densidad de energía de los gravitones a partir de ese momento varía como R^{-4} ; si suponemos escalas para las que la entrada al horizonte ocurre en la era de radiación, y que g_{*S} ha variado poco desde entonces, también $\rho_{\text{rad}} R^4$ habrá permanecido constante, y por tanto

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{grav},0}(k) &:= \frac{1}{\rho_c} \left(\frac{\delta}{\delta \log k} \rho_{\text{grav}} \right)_0 \\ &\approx \frac{32}{9} \frac{\rho_R}{\rho_c} M^4 \approx 1.5 \times 10^{-4} h^{-2} M^4. \end{aligned}$$

El grado de anisotropía $\leq 10^{-4}$ del FCM limita la amplitud ($\sim H$) de las ondas gravitacionales que están entrando en el horizonte actual: $H \lesssim 10^{-4}$, y en consecuencia $M \lesssim 10^{-2}$.

El fondo de ondas gravitacionales producidas en la inflación contiene longitudes de onda desde 1 km hasta más allá del tamaño del horizonte Hubble actual. Su detección, bien directamente con LISA (Laser Interferometer Space Antenna) o bien por su efecto sobre la anisotropía o la polarización del FCM, sería un espaldarazo importante para el modelo inflacionario. También nos daría información sobre el ritmo de la inflación, pues su amplitud $h_G \sim H$. Como el nivel de detectabilidad de estas ondas exige que $H > 3 \times 10^{12}$ GeV (Turner 2001), el mero hecho de detectarlas nos remontaría a instantes anteriores a los 10^{-32} s tras la GE.

Evolución de las perturbaciones

Sea \mathcal{R} la llamada perturbación de la curvatura, definida como

$$\hat{\mathcal{R}}(\mathbf{k}) := \frac{1}{4} (R/R_0 k)^2 \hat{R}^{(3)}(\mathbf{k}),$$

donde $R^{(3)}$ es la 3-curvatura comóvil. O si se prefiere,

$$H^2(\mathbf{x}, t) - \frac{8\pi G_N}{3} \rho(\mathbf{x}, t) = \frac{2}{3} \frac{R_0^2}{R^2} \Delta_{\mathbf{x}} \mathcal{R}(\mathbf{x}, t).$$

Se demuestra que $\hat{\mathcal{R}}(\mathbf{k}, t)$ permanece prácticamente constante mientras la escala $1/k$ supera al horizonte (los procesos causales no son operativos). Denotaremos simplemente por $\hat{\mathcal{R}}(\mathbf{k})$ esa función, conocida como perturbación primigenia de la curvatura; es independiente del tiempo en aquella época. En términos del campo inflatón,

$$\mathcal{R}(\mathbf{k}) = - \left[\frac{H}{\dot{\phi}} \delta \hat{\phi}(\mathbf{k}) \right]_{t=t_s(k)},$$

donde $t_s(k)$ indica el instante en que la escala $\lambda = 2\pi/k$ en cuestión reentra en el horizonte.

Otras perturbaciones escalares, como las perturbaciones $\hat{\delta}(\mathbf{k})$ de la densidad, dependen de $\delta \hat{\phi}(\mathbf{k})$ y por tanto de $\hat{\mathcal{R}}(\mathbf{k})$. Por ejemplo, teniendo en cuenta que las escalas de interés cosmológico entran en el horizonte después de la NSP, si esta entrada tiene lugar cuando domina la radiación se tiene que

$$\hat{\delta}(\mathbf{k}) = \frac{4}{9} \times 1.05 \left(\frac{R_0 k}{RH} \right)^2 \hat{\mathcal{R}}(\mathbf{k}) \approx \frac{4}{9} \left(\frac{R_0 k}{RH} \right)^2 \hat{\mathcal{R}}(\mathbf{k}),$$

donde del factor numérico 1.05 son responsables los neutrinos.³⁸

Por contra, si domina la materia (como ocurre con las escalas mayores)

$$\hat{\delta}(\mathbf{k}) = \frac{2}{5} \left(\frac{R_0 k}{RH} \right)^2 \hat{\mathcal{R}}(\mathbf{k}).$$

Tras reentrar en el horizonte, las perturbaciones de la densidad evolucionan causalmente. Mientras se mantienen pequeñas, el cambio sufrido es lineal, probándose que su espectro de potencia satisface

$$P_{\delta}(k, t) = \frac{4}{25} \left(\frac{R_0 k}{RH} \right)^4 T_{\delta}^2(k, t) P_{\mathcal{R}}(k),$$

donde $P_{\mathcal{R}}(k)$ es el espectro de potencia de las perturba-

³⁸ Concretamente, vale $(1+2X_v/5)/(1+4X_v/15)$, donde $X_v := \rho_v/(\rho_\gamma + \rho_v) = 0.405$, pues $\rho_v/\rho_\gamma = 3 \times (7/8)(4/11)^{4/3} = 0.681$.

ciones de la curvatura, y $T_\delta(k, t)$ una función de transferencia, que depende del contenido de materia y energía, y del ritmo de expansión.

El espectro $\mathcal{P}_\mathcal{R}(k)$ es sensible a los modelos de inflación, pero en la mayoría de los casos es de la forma de una potencia: $\mathcal{P}_\mathcal{R}(k) \propto k^{n_s-1}$, esto es, $P_\mathcal{R}(k) \propto k^{n_s-4}$, donde n_s se llama índice espectral. Cuando $n_s = 1$ se presenta la invariancia de escala ya antes mencionada; se considera como favorita tal distribución de fluctuaciones gaussianas, que se conoce como espectro de potencia tipo Harrison-Peebles-Zel'dovich (HPZ). Para tal espectro se tiene que $\mathcal{P}_\delta(k, t_s(k)) \propto k^0$, y por tanto tiene este espectro la virtud característica de que $(\delta\rho/\rho)_{\text{hor}}$ recibe en ese caso la misma contribución de cualquier intervalo logarítmico $k^{-1}dk$ en las frecuencias.

Es común el uso de la función $\delta_H(k) := (2/5)\mathcal{P}_\mathcal{R}^{1/2}(k)$.

He aquí unos ejemplos ilustrativos:

1. Modelo SCDM (modelo simple con materia oscura fría), caracterizado por $\Omega_0 = \Omega_{M0} = 1$. Sea $q := \Gamma^{-1}k h^{-1} \text{ Mpc}$, $\Gamma := \Omega_{M0} h \exp(-\Omega_{B0}(1 + \sqrt{2h/\Omega_{M0}}))$. Entonces (Bardeen, Bond, Kaiser y Szalay, 1986):

$$T_\delta^{\text{CDM}}(k, t_0) \approx T_{\text{BBKS}}(q) := \frac{\log(1 + 2.34q)}{2.34q} \times [1 + 3.89q + (16.1q)^2 + (5.46q)^3 + 6.71q^4]^{-1/4},$$

cuya forma, como función de q , está en la Fig. 22 para los datos de la sonda WMAP.

Puede argumentarse que para $k \lesssim k_{\text{eq}} := 2\pi/\lambda_{\text{eq}}$, con $\lambda_{\text{eq}} = (1 + z_{\text{eq}})/H_{\text{eq}}$, $T_\delta^{\text{CDM}} \approx 1$, mientras que $k \gtrsim k_{\text{eq}}$, $T_\delta^{\text{CDM}} \approx (k_{\text{eq}}/k)^2$. Con los datos de la WMAP, $k_{\text{eq}} = 0.06 \text{ Mpc}^{-1}$.

2. Modelo Λ CDM (modelo con constante cosmológica y materia oscura fría), caracterizado por $\Omega_0 = \Omega_{M0} + \Omega_{\Lambda0} = 1$. Entonces

$$T_\delta^{\Lambda\text{CDM}}(k, t) \approx \frac{g(\Omega_M)}{\Omega_M} T_\delta^{\text{CDM}}(k, t_0)$$

donde g es un factor de reducción

$$g(\Omega) \approx \frac{5}{2}\Omega \left(\frac{1}{70} + \frac{209}{140}\Omega - \frac{1}{140}\Omega^2 + \Omega^{4/7} \right)^{-1}.$$

El espectro (lineal) de potencia P_δ en el modelo Λ CDM, normalizado a los datos de la WMAP, es

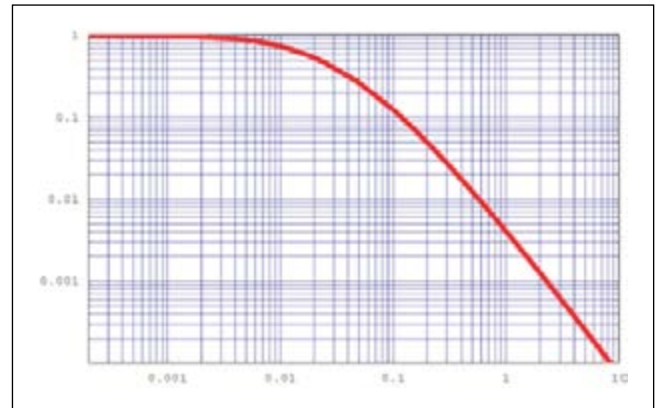


Figura 22. Aproximación $T_{\text{BBKS}}(q)$ a la función de transferencia.

$$P_\delta(k, t) \approx (1.98 \times 10^{-5})^2 (k/k_0)^{n_s(k_0)-1 + \frac{1}{2}d_s(k_0)\log(k/k_0)} \times \frac{2\pi^2}{k^3} \left(\frac{k}{H_0} \right)^4 \left(\frac{g(\Omega_M)}{\Omega_M} \right)^2 [T_\delta^{\text{CDM}}(k, t_0)]^2.$$

En esta expresión, Ω_M corresponde a la densidad de materia en el instante t , $n_s(k)$ es un índice espectral escalar variable con k , k_0 es un vector de ondas fiducial o pivote en torno al que se desarrolla el índice espectral, y $d_s(k) := dn_s(k)/d\log k$. Nótese que para $k = k_0$ la normalización no depende del índice n_s .

Con la elección $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$ los datos de la sonda WMAP llevan a

$$n_s(k_0) = 0.93 \pm 0.03, \quad d_s(k_0) = -0.031_{-0.017}^{+0.016}$$

La expresión anterior para $P_\delta(k, t)$ corresponde a la elección

$$\delta_H(k) = 1.98 \times 10^{-5} (k/k_0)^{\frac{1}{2}(n_s(k_0)-1 + \frac{1}{2}d_s(k_0)\log(k/k_0))}.$$

En la Fig. 23 puede verse la representación del espectro de potencia $P_\delta(k, t_0)$ dado por la fórmula y los datos que anteceden.

V. ANISOTROPIAS

En la primavera de 1992, después de tres años de recogida de casi un centenar de millones de datos con el COBE y cuatro meses de análisis, se tuvieron pruebas fehacientes que mostraron la existencia real de anisotropías, de pequeñas irregularidades en la dis-

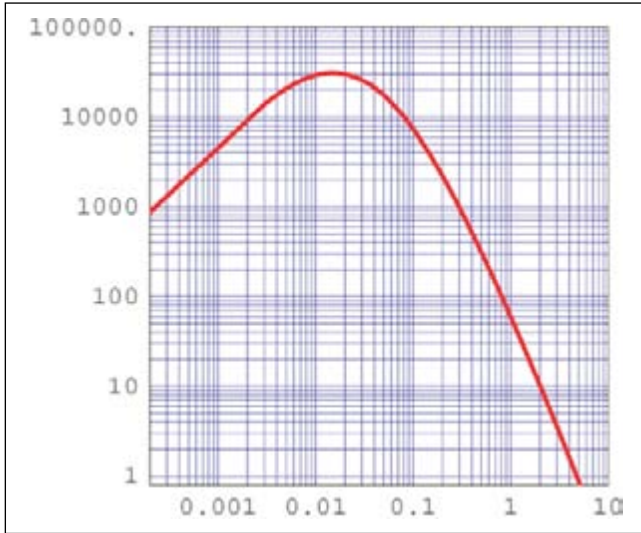


Figura 23. Espectro de potencia (en $t=0$) para el modelo Λ CDM, con $\Omega_{M0} = 0.27$, $\Omega_{\Lambda0} = 0.73$, $\Omega_{B0} = 0.044$, $h = 0.71$, $n_s = 0.93$, y $d_s = -0.031$. En abscisas, $k/(h \text{ Mpc}^{-1})$, en ordenadas, $P_s(k, t_0) \times (h \text{ Mpc}^{-1})^3$.

tribución espacial de temperaturas de la radiación fósil. Este importante hallazgo reveló el rastro, en el mapa de temperaturas, de las pequeñas inhomogeneidades en densidad, existentes en el Universo a los 0.38 Ma tras la GE, en torno a las que fueron creciendo por acúmulo gravitacional, a lo largo de los 13 Ga siguientes, las grandes estructuras astrofísicas hoy observadas.

El COBE registró anisotropías a todas las escalas angulares $\geq 7^\circ$, que promediadas en regiones de unos 10° , dieron fluctuaciones rms de valor $30 \pm 5 \mu\text{K}$ (más precisamente, $\langle (\Delta T/T_0)^2 \rangle_{10^\circ}^{1/2} = (1.1 \pm 0.2) \times 10^{-5}$) (ver Fig. 4).

Para discernir entre distintos modelos de inflación, se hace imprescindible obtener medidas de precisión comparable a esas pero en menor escala angular. A aperturas $\leq 1^\circ$ los detalles finos de los modelos microfísicos entran en escena. Para escudriñar regiones de anchura $\lesssim 1^\circ$ hacen falta momentos angulares $\ell \gtrsim 200$.³⁹ En la Fig. 24 se recogen los resultados de diversas mediciones, tanto de la sonda WMAP como del complejo de radioantenas CBI y del receptor de ondas milimétricas ACBAR.

1. Análisis multipolar de las anisotropías

Dada la distribución angular de anisotropía en las temperaturas relativas

$$(\Delta T/T_0)(\theta, \phi) = \sum_{\ell \geq 1, -\ell \leq m \leq \ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi),$$

se definen los momentos multipolares

$$\Delta T_\ell := T_0 \left[\sum_m |a_{\ell m}|^2 / 4\pi \right]^{1/2}, \quad a_\ell^2 := \sum_m |a_{\ell m}|^2,$$

y en particular los momentos dipolar y cuadrupolar observados son $D_{\text{rms}} := \Delta T_1$, $Q_{\text{rms}} := \Delta T_2$.

Los momentos multipolares intervienen al calcular la función de correlación

$$C(\theta) := \langle (\Delta T/T)(\mathbf{n}_1) (\Delta T/T)(\mathbf{n}_2) \rangle_{\angle \mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2 = \theta}.$$

Este promedio se efectúa sobre todos los pares de direcciones espaciales que forman entre sí un ángulo θ . Es fácil ver que

$$\begin{aligned} C(\theta) &:= \sum_{\ell \geq 1} (\Delta T_\ell / T_0)^2 P_\ell(\cos \theta) \\ &= \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell \geq 1} a_\ell^2 P_\ell(\cos \theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell \geq 1} (2\ell + 1) C_\ell P_\ell(\cos \theta). \end{aligned}$$

Se acepta que estas anisotropías son manifestación concreta de un fondo estocástico gaussiano

$$\langle a_{\ell' m'}^* a_{\ell m} \rangle = C_\ell \delta_{\ell' \ell} \delta_{m' m},$$

con espectro dado por la colección $\{C_\ell : \ell \geq 1\}$.

Las cantidades $a_\ell^2 / (2\ell + 1)$ son estimadores de C_ℓ . Como únicamente tenemos a nuestro alcance una copia de universo, a saber, nuestro propio Universo, de la distribución estadística de la que C_ℓ es varianza solo conocemos $2\ell + 1$ muestras, $a_{\ell m}$. Por eso el conocimiento de C_ℓ sufre de una limitación intrínseca $\Delta C_\ell / C_\ell = 1 / \sqrt{\ell + \frac{1}{2}}$ conocida como varianza cósmica, que vale un 63% para $\ell = 2$, afecta en un 30% a C_{10} , y baja hasta un 3% para $\ell = 1000$.

Se demuestra que a escalas mayores de unos grados ($\ell \lesssim 20$) el FCM tiene un espectro de potencia

³⁹ La relación entre momentos angulares y ángulos (en radianes) no está bien definida. Diversos autores eligen relaciones distintas. Por eso dice Hu que lo mejor es evitarlas, y expresar todo en términos de ℓ . Si se define a través de la separación de ceros de los polinomios de Legendre y funciones asociadas $P_\ell^m(\cos \theta)$, asintóticamente se tiene: $(\ell + \frac{1}{2})\theta \sim \pi, \ell \gg 1$. Es la que adoptaremos aquí.

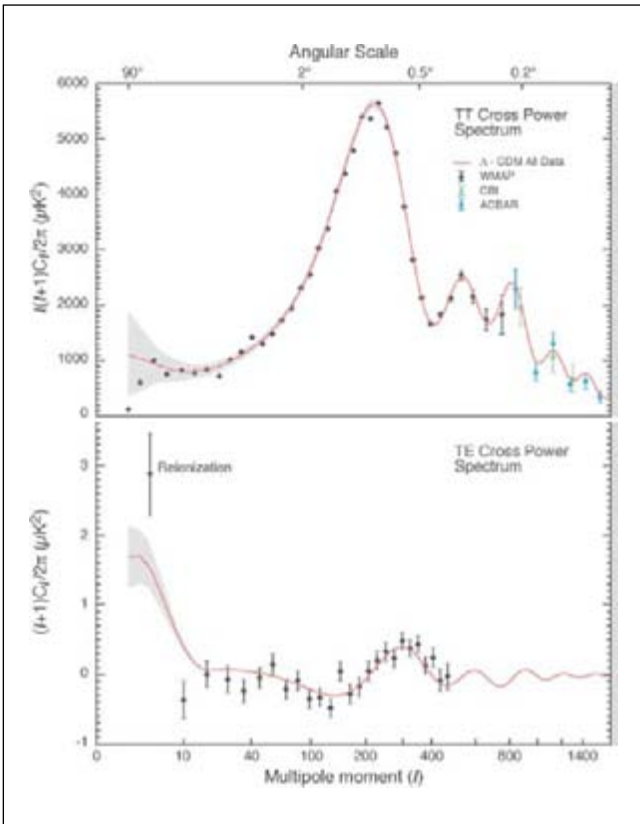


Figura 24. Arriba, fluctuaciones de temperatura del FCM (WMAP, marzo 2003), expresadas a través de $[\ell(\ell+1)C_{\ell}/2\pi]T_0^2$ (espectro de potencia de las correlaciones entre las temperaturas del FCM en dos direcciones, o espectro TT). La variable C_{ℓ} que aparece en la etiqueta del eje de ordenadas es nuestra $C_{\ell}T_0^2$. La curva continua es el mejor ajuste con un modelo Λ CDM. Abajo, espectro TE de correlaciones temperatura-polarización. Nótese como sus crestas y valles están entrelazados con los del espectro TT . Las franjas en gris marcan la varianza cósmica.

(angular) directamente relacionado con el espectro de potencia de la densidad:

$$C_{\ell} = \pi \int_0^{\infty} j_{\ell}^2(d_{\text{hv},0}k) \delta_{\text{H}}^2(k) d \log k,$$

como consecuencia de esta singular relación (efecto Sachs-Wolfe)

$$\frac{\delta T(\mathbf{e})}{T} = -\frac{1}{5} \mathcal{R}(d_{\text{hv},0}\mathbf{e}) = \frac{1}{3} \Phi(d_{\text{hv},0}\mathbf{e})$$

entre la fluctuación relativa de la temperatura del FCM en la dirección de observación \mathbf{e} , y la perturbación de la curvatura y el potencial gravitatorio newtoniano sobre la superficie de última difusión (SUD), relación válida a las escalas mayores que el horizonte Hubble en el desacoplo. La distancia actual al horizonte visible $d_{\text{hv},0} = 13.7$ Gpc es nuestra distancia a la SUD. La relación anterior vincula la variación en la temperatura

con el efecto que sobre los fotones liberados en la SUD ejerce el campo gravitatorio hasta que llegan a nosotros. (A escalas angulares más pequeñas hay otros procesos que afectan a la anisotropía en la temperatura, como nuestra velocidad con respecto al FCM, o las fluctuaciones intrínsecas del propio fondo, o la velocidad de la SUD, o la reionización del Universo posterior al desacoplo.)

Cuando el espectro de potencia de la densidad es del tipo $P_{\delta}(k) \propto k^{n-3}$ (el caso $n = 0$ corresponde al ya citado espectro de Peebles (Peebles y Yu 1970)-Harrison (1970)-Zel’dovich (1972), favorito en los modelos de formación de estructuras que sobrepasan el horizonte en t_{eq}):

$$C_{\ell} = \frac{\pi^{3/2}}{4} \frac{\Gamma\left[\ell + \frac{1}{2}(n-1)\right] \Gamma\left[\frac{1}{2}(3-n)\right]}{\Gamma\left[\ell + \frac{1}{2}(5-n)\right] \Gamma\left[\frac{1}{2}(4-n)\right]} \delta_{\text{H}}^2(d_{\text{hv},0}^{-1}).$$

En el caso de espectro de potencia “plano” $n = 0$ resulta $\ell(\ell+1)C_{\ell} = (\pi/2)\delta_{\text{H}}^2(d_{\text{hv},0}^{-1})$, razón por la que se acostumbra a dibujar $\ell(\ell+1)C_{\ell}$ vs ℓ .

Es precisamente a través de las anisotropías angulares de T a la escalas del COBE cómo se consigue fijar la normalización antes dada, al discutir el modelo Λ CDM, para el espectro de potencia de la densidad, supuesto que éste es $\propto k^n$ y que despreciamos las ondas gravitacionales.

2. Datos sobre las anisotropías del FCM

Los resultados del COBE, limitados a distancias angulares $\geq 7^{\circ}$, sólo vieron momentos angulares $\ell \lesssim 30$. La figura 24 recoge datos a escalas angulares más pequeñas. Nótese un pico en la zona $\ell \sim 200$, correspondiente a la escala de 0.9° . Su hallazgo en 1997 señaló el primero y más destacado de una serie de picos “acústicos”, producidos por las oscilaciones (en el campo gravitatorio de la materia oscura) del plasma fuertemente acoplado de bariones (iones y electrones) y fotones durante la recombinación, sugiriendo un universo crítico ($\Omega_0 = 1$, pues dicho pico se sitúa en $l \simeq 220/\sqrt{\Omega_0}$). Concretamente, ya dijimos que del análisis reciente (Febrero 2003) de los datos WMAP se infiere que $\Omega_0 \sim 1.02 \pm 0.02$.

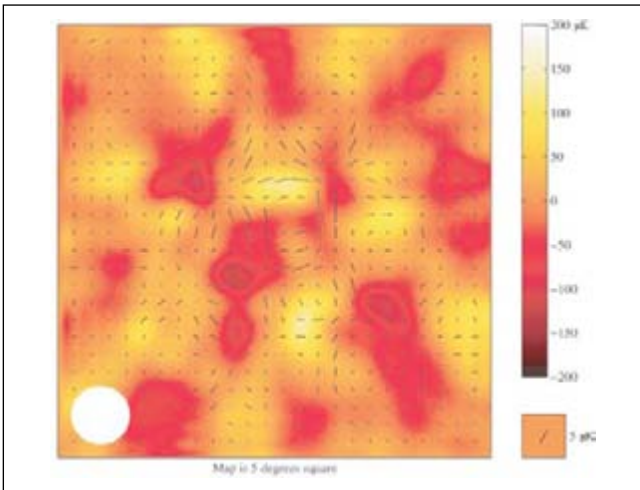


Figura 25. Mapa de polarizaciones del FCM. Los colores indican temperaturas. Las rayas indican polarizaciones, en dirección y en tamaño.

A partir de $\ell \sim 1500$, es de esperar el amortiguamiento de los detalles, pues corresponden estos altos momentos angulares a separaciones angulares de unos $10'$ de arco, equivalentes aproximadamente al espesor óptico $\Delta z \sim 100$ de la fotosfera cósmica (grosor físico de la superficie de última difusión en torno a $z \sim 1090$).

El intervalo $100 \lesssim \ell \lesssim 1500$ contiene la información más sensible a la microfísica. La medida con precisión suficiente (sensibilidad $\Delta T/T \sim 10^{-6}$) de las anisotropías desde pequeña escala angular ($10' \lesssim \theta$) ha proporcionado grandes dividendos al conocimiento del cosmos. La estructura de los espectros de potencia de la anisotropía depende de diversas hipótesis teóricas. Las posiciones y alturas de los sucesivos picos acústicos varían con los valores de los parámetros cosmológicos, como H_0 , Ω_0 , Ω_{B0} , y h , que intervienen en los distintos modelos, por lo que, además de discernir entre estos últimos, esta información observacional precisa puede permitirnos, en el contexto de algún modelo específico, desenterrar los valores de dichos parámetros fundamentales con precisiones de unos pocos %.

La NASA mandó en el 2001 el satélite MAP (Microwave Anisotropy Probe) para medir anisotropías con $\theta \gtrsim 0.2^\circ$, en una órbita a 1.5 millones de km de la Tierra, en el punto de Lagrange L2 del sistema Sol-Tierra.

Rebautizada con el nombre WMAP, en recuerdo al eminente astrofísico David Wilkinson (Princeton), fallecido en el 2002, esta sonda ha suministrado hasta la fecha valiosos datos sobre las anisotropías del FCM. El día 11 de febrero de 2003 la NASA hacía públicos los resultados extraídos de los datos enviados por esta sonda tras su primer año de operación. Son sensacionales. Corroboran los anteriormente conocidos, pero, como hemos tenido ocasión de ver, los mejoran notablemente en precisión.

La misión Planck Surveyor de la Agencia Espacial Europea, prevista para el año 2007, tiene como objetivo científico levantar en la próxima década un mapa detallado de las fluctuaciones del FCM a partir de $\theta \gtrsim 10'$.

3. Polarización del FCM

La polarización del FCM se produce por la colisión Thomson de los fotones con los electrones en los finales de la etapa de liberación de aquellos. Debido a que la sección eficaz es proporcional a $|\epsilon \cdot \epsilon'|^2$, solo las componentes cuadrupolar y superiores de la radiación contribuyen a la polarización. Del mismo modo que los picos acústicos de temperatura ocurren en los extremos de la densidad de materia, la polarización presentará picos en su potencia para los extremos de la velocidad, y por tanto, entrelazados con los otros. Se espera que las señales sean entre 10 y 50 veces más débiles que las fluctuaciones de temperatura.

Se ha detectado por vez primera esta polarización en la segunda mitad del 2002, con el interferómetro DASI (Degree Angular Scale Interferometer), en la estación de investigación Amundsen-Scott South Pole (Fig. 25). Los resultados están de acuerdo con las predicciones teóricas (anisotropías del FCM provenientes de fluctuaciones escalares adiabáticas primigenias). Posteriormente los datos de la sonda WMAP han mostrado de forma clara la correlación de la polarización con la temperatura (Fig. 24).

VI. EL UNIVERSO ACELERADO

Para una mejor comprensión de los argumentos en que se apoya la creencia en una fase de expansión ace-

lerada actual del Universo, empezamos con unos breves comentarios sobre las supernovae como candelas aprovechables para estimar distancias cosmológicas, y sobre los efectos de una constante cosmológica o energía de vacío.

A. Las SNeIa como candelas estandarizables

Cada segundo viene a producirse una explosión supernova (SN) en el Universo, unas 2 o 3 por siglo y galaxia.⁴⁰ Se vienen a observar desde la Tierra alrededor de una o dos por mes. A lo largo de su vida en nuestra Galaxia se han producido unas 10^8 SNe. De ellas solo se han registrado unas pocas (Fig. 26) en los últimos tres milenios (entre ellas, una en el año 532 a.C., citada por los chinos, y estas cinco del pasado milenio: SN1006, SN1054, SN1181, SN1572 Brahe, SN1604 Kepler).⁴¹ Sus luminosidades EM son del orden de 10^9 - $10^{10}L_{\odot}$, siendo L_{\odot} la luminosidad del Sol. Hay dos tipos de supernovae: SNeI (deficientes en H), y SNeII (ricas en H). A su vez las de tipo I aparecen en tres subtipos: SNeIa, SNeIb, SNeIc. Se distinguen por sus espectros: i/ las SNeII presentan fuertes líneas de absorción de hidrógeno (como H_{α}), ausentes en las SNeI; ii/ en las SNeIa no se observa absorción por hidrógeno o helio, y sí por silicio ionizado SiIII; iii/ en las SNeIb no hay líneas de absorción por hidrógeno ni silicio, pero sí por helio neutro HeI; iv/ en las SNeIc no hay líneas de absorción de hidrógeno, helio ni silicio.

Las SNeIa son tremendas explosiones termonucleares de enanas blancas en sistemas binarios de componentes cercanas, producidas cuando la masa que capturan de la estrella compañera (una gigante roja) hace que sobrepasen el llamado límite de Chandrasekhar (masa por encima de la cual la enana se hace inestable y colapsa), y la implosión gravitatoria subsiguiente “enciende” al carbono/oxígeno de la enana originando su fusión descontrolada. El silicio registrado es un subproducto de esta fusión. La masa de la enana blanca se disemina así totalmente por el espacio. La luminosidad EM de las SNeIa es mayor que las de las SNeII, pero en cambio emiten muchos menos neutrinos.

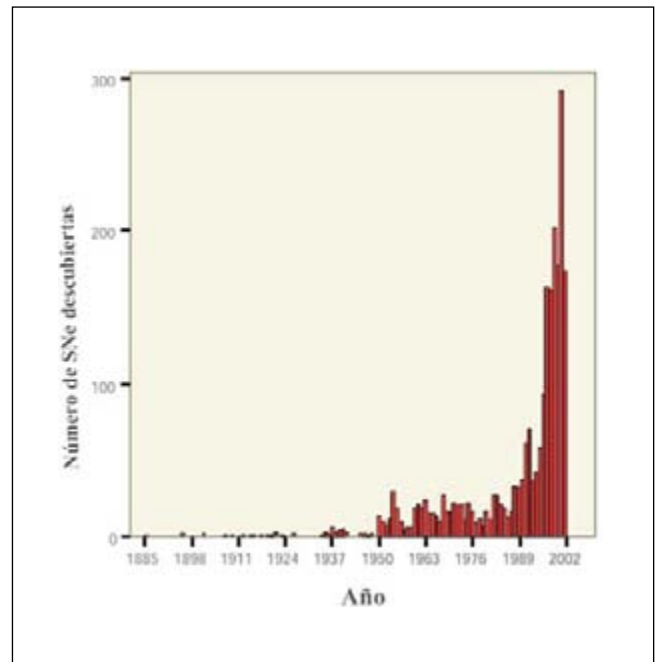


Figura 26. Una estadística de las 2305 SNe registradas desde 1885 hasta 22/09/02. Todas ellas son extragalácticas.

Las SNeIa (que vienen a producirse una por galaxia cada 300 años) son importantes antorchas, muy posiblemente estándar, que permiten estimar distancias de hasta unos Gpc, gracias a una conexión directa (establecida con SNeIa cercanas, y conocida como relación de Phillips) que parece existir entre su luminosidad absoluta máxima y la pendiente de su curva de extinción: mayor luminosidad, menor pendiente de extinción, es decir, *broader is brighter*.

B. Vacío y energía oscura

En 1917 propone Einstein el primer modelo de Universo acorde con su relatividad general. Einstein busca un modelo estático. Para ello se ve obligado a modificar sus propias ecuaciones, añadiendo un término cosmológico proporcional a una constante Λ , llamada constante cosmológica. Esta debe ser positiva para que su presencia simule una repulsión cósmica necesaria para contrarrestar la atracción gravitacional y garantizar así la estaticidad del Universo.

⁴⁰ Estas explosiones SN (denominación introducida en 1934 por Baade y Zwicky) son el final cataclísmico de estrellas de baja masa (SNIa), o de masa intermedia y alta (SNIb,c y SNIId). Arrojan al medio circundante gran cantidad de material metálico y energía cinética.

⁴¹ En 1885 se detectó en la M31 la primera SN extragaláctica. Se llevan descubiertas más de dos millares de SNe. Los últimos años han visto crecer llamativamente el ritmo de descubrimientos, sobrepasándose en la actualidad las 200 SNe/año.

Resulta sorprendente que prevaleciera en Einstein el prejuicio aristotélico-newtoniano sobre su principio director de geometrías sin elementos absolutos (como lo es el término cosmológico). De haber seguido fiel a sí mismo, Einstein hubiera predicho, con una docena de años de antelación a su detección, la más grandiosa consecuencia de su teoría de la gravitación: la expansión del Universo. Cuenta Gamow que en su arrepentimiento se refería Einstein a este pegote artificial como “la mayor estupidez de mi vida”.⁴² En 1931 propone Einstein formalmente la eliminación del término cosmológico, y con el holandés De Sitter pasa a defender un modelo de Universo en expansión en que el ET es de curvatura no nula pero el espacio vuelve a ser infinito y plano. Era esto en 1932, tres años después del descubrimiento por Hubble (1929) de su ley de recesión galáctica. Pero ya otros se le habían adelantado: Friedmann, matemático y meteorólogo ruso, que en 1922 presenta un modelo relativista de Universo en expansión, isótropo y homogéneo; y Lemaître, abate belga, quien en 1927 elabora modelos, también en expansión, aunque con constante cosmológica no nula.

La presencia de una constante cosmológica $\Lambda > 0$ equivale a la existencia de un medio de densidad de energía constante $\rho_\Lambda = (c^4/8\pi G_N)\Lambda$, y presión negativa $p_\Lambda = -\rho_\Lambda$, de modo que su efecto gravitacional, medido por la combinación $\rho_\Lambda + 3p_\Lambda = -2\rho_\Lambda$, de valor negativo, es el de una repulsión, como si se tratara de una substancia antigравitante. Se dice que es una energía de vacío, pues $\langle T_{\mu\nu} \rangle_{\text{vac}} \propto g_{\mu\nu}$.⁴³ Pero los físicos se enfrentan con un problema duro, para el que no atisban una buena respuesta. El valor actual ($\rho_{\Lambda_0} = 0.73h^2(3.0 \text{ meV})^4 = 3 \times 10^{-47} \text{ GeV}^4$) de esta energía de vacío es muchos órdenes de magnitud menor que su valor natural (unos 123 órdenes para algunos, 55 según otros, etc., dependiendo de donde se sitúa el corte ultravioleta en el cálculo de cantidades divergentes del tipo $\frac{1}{2} \int d^3p (m^2 + |\mathbf{p}|^2)^{1/2}$).⁴⁴ Como dice Weinberg, estamos ante *the worst failure of an order-of-magnitude estimate in the history of science*.

C. Expansión acelerada

Desde hace algún tiempo los datos y los modelos insisten en que un universo con $\Lambda > 0$ arreglaría bastantes cosas. Por ejemplo, la focalización gravitacional de cuásares producida por galaxias aisladas y por cúmulos galácticos interpuestos es sensible a la presencia de Λ , y ha llevado, si el Universo se supone crítico, a la estimación $\Omega_{\Lambda_0} = 0.7^{+0.1}_{-0.2}$, y a la exclusión de $\Omega_{\Lambda_0} = 0$ con un N.C. del 97 %.

Por otro lado, ya hemos visto que $\Omega_0 \approx 1$, que la contribución de la radiación a la energía global es despreciable, y que la materia capaz de agruparse gravitacionalmente es responsable tan sólo de $\Omega_{M_0} = 0.27 \pm 0.04$. ¿De qué consta el resto $\approx (\Omega_0 - \Omega_{M_0})$ de la energía, una energía oscura, extraña, y uniformemente distribuida? Candidato favorito, por su sencillez, en las simulaciones numéricas de estructuración del Universo es la energía de vacío, esto es, la presencia de una constante cosmológica no nula.⁴⁵ También es objeto de considerable atención un escenario de mini-inflación dinamizada por un campo escalar evolutivo, llamado “quintaesencia”; presenta la ventaja de su posible variación en el tiempo, lo que permitiría “encender” y “apagar” la componente gravitatoria repulsiva.

Tales ingredientes con altas presiones negativas tendrían una tarjeta de presentación inequívoca: propiciarían una expansión ¡acelerada!. En 1998 dos grupos de astrofísicos (Perlmutter *et al.*, Schmidt *et al.*) presentaron resultados sobre medio centenar de supernovæ Ia con z entre 0.3 y 0.9 que sugieren que efectivamente el Universo se expande cada vez más deprisa. Este es el argumento. Para un Universo vacío ($\Omega_0 = 0$), la expansión tendría lugar a velocidad constante. La materia (tanto luminosa como oscura) y la radiación ejercen atracción gravitatoria que frena la expansión; una presencia creciente de Ω_M , Ω_R hace, pues, que las distancias disminuyan, y por tanto que las luminosidades aparentes sea mayores que si $\Omega_0 = 0$.

⁴² Pero vamos a ver que, casi un siglo después, ha renacido con brío la idea de una importante energía de vacío para explicar que el ritmo de expansión hoy observado parece estar acelerado.

⁴³ Fue Zel'dovich (1968) el primero en sugerir que la energía de vacío equivalía a la presencia de una constante cosmológica.

⁴⁴ $\rho_\Lambda/m_p^4 \sim 10^{-123}$, $\rho_\Lambda/m_z^4 \sim 10^{-55}$.

⁴⁵ Otras alternativas, como una maraña frustrada de defectos topológicos muy ligeros, presentan varios inconvenientes y son menos atractivas.

El efecto de la energía oscura es el contrario: tiende a acelerar la expansión, aumentando las distancias, y debilitando por tanto el brillo de la fuente. Dicho de otro modo: si la expansión se estuviera frenando desde siempre, las velocidades de recesión de las galaxias cuando emitieron la luz que recibimos sería mayor que la que tienen en la actualidad (la dada por aplicación estricta de la ley de Hubble $v = H_0 d$); sin embargo, las observaciones a través de las distancias inferidas usando las SNeIa como antorchas de referencia indican todo lo contrario (Fig. 27).

Las observaciones a través de las distancias inferidas usando las SNeIa como antorchas de referencia indican una disminución del brillo, que sugiere un dominio de la expansión acelerada provocada por algún tipo de fuerza repulsiva. Como hemos dicho, el candidato natural más simple parece ser una energía de vacío, o equivalentemente, una constante cosmológica positiva Λ . (Otra posibilidad no descartada es una energía de quintaesencia. A diferencia de la constante cosmológica, la quintaesencia produce una energía antigravitante inhomogénea en el tiempo y en el espacio, que puede acumularse gravitacionalmente a distancias extremadamente grandes, pero que es muy homogénea a pequeña escala.) El vacío simula una masa gravitatoria negativa que repele e intenta expandir al Universo.

El mejor ajuste con constante cosmológica a los datos obtenidos hasta el momento lleva a $\Omega_{\Lambda 0} = 0.73 \pm 0.04$.

La importancia científica de esta aceleración en la expansión del Universo es evidente, por lo que hay que asegurarse mucho de que sea la única explicación posible de los resultados de las observaciones realizadas. ¿No podría ser que las SNe más lejanas fueran intrínsecamente menos luminosas que las cercanas? Lo cierto es que la teoría de las SNeIa no está totalmente desarrollada, ni sus progenitores suficientemente bien identificados, y bien pudiera ocurrir que estos fueran bien distintos para unas que para otras (diferiendo por ejemplo en el tipo de acompañantes, ya otras enanas, ya estrellas normales) que suministran el material de acreción a la enana blanca que explosiona. ¿O tal vez las SNeIa muy lejanas aparecen menos brillantes de lo esperado debido a polvo oscurecedor? Pero entonces, como el polvo ordinario difunde más el

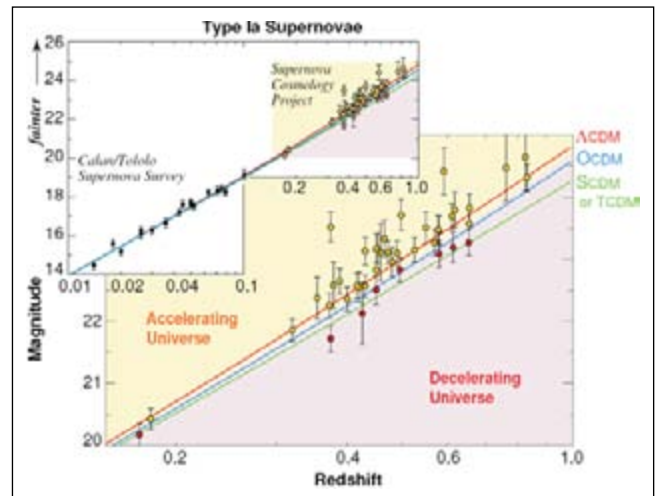


Figura 27. Resultados sobre SNeIa con desplazamientos al rojo bajos (Calan-Tololo Supernova Survey) y altos (Supernova Cosmology Project). La atracción gravitacional de la materia frena la expansión, y eso realza el brillo de las SNe lejanas. La repulsión de una energía de vacío, acelerando la expansión, produce el efecto contrario, apagando dicho brillo. Los datos recogidos apoyan el predominio del efecto repulsivo y una aceleración neta.

azul que el rojo, veríamos enrojecidas las SNe muy lejanas. No es así.

Todas estas cuestiones sobre una posible evolución cósmica (diferencias en progenitores, en metalicidad, etc.) y extinción de las SNeIa están siendo muy estudiadas. La conclusión de los expertos es que la hipótesis de un Universo acelerado es la explicación más verosímil de los datos disponibles, pues las alternativas, individualmente, parecen menos probables. Como siempre, la respuesta está en las observaciones. Suficientes datos sobre SNeIa a $z \gtrsim 1$ pueden aclarar esto totalmente, pues el Universo a esos desplazamientos y superiores debió ser desacelerado, por dominio de la materia sobre el vacío, y por tanto debiera invertirse la tendencia, acercándose los brillos aparentes a los propios del Universo totalmente vacío. Sería este cambio una signatura inambigua de la aceleración presente, pues no tendría justificación si la separación observada fuera fruto de errores sistemáticos (Fig. 28).

Ha habido mucha suerte. Dicho y hecho. La casualidad y el empeño se aliaron para encontrar en 1998 y reobservar en 1999 y 2001 una SNIa, la SN1997ff, con $z = 1.755$, la SN más lejana jamás detectada (Fig. 29). Como muestra la Fig. 30, los datos de esta SN apoyan

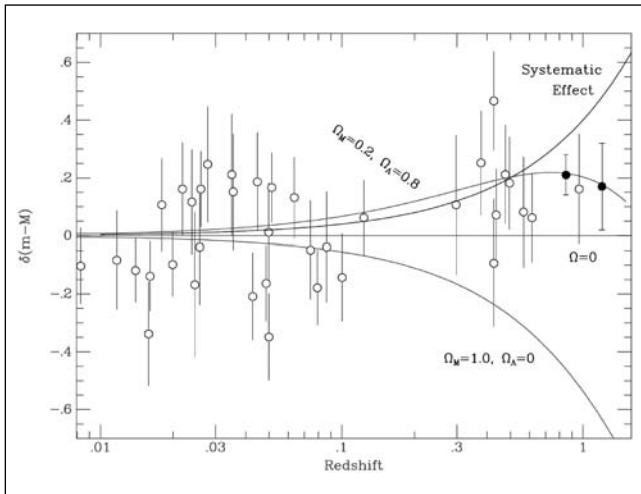


Figura 28. Se incluyen datos de HST SNeIa (círculos huecos). La línea horizontal marca el universo vacío. Las curvas en gris corresponden al modelo de mejor ajuste, y a otro modelo sin constante cosmológica. Nótese el cambio de tendencia de la primera para $z \approx 0.8$. La curva en negro indica el sesgo sistemático, creciente con z , y compatible con los resultados de $z \approx 0.5$. Los círculos rellenos denotan hipotéticas SNe con $z = 0.85, 1.2$ (Filippenko y Riess 0008057).

con firmeza la creencia de que, primero, en el pasado la expansión del Universo fue desacelerada (esperado, pero no sometido a comprobación observacional con anterioridad), y segundo, en el presente ese ritmo ha pasado a ser acelerado. Esperemos que pronto se descubran muchas más SNeIa que permitan afianzar más esta conclusión.

Dos nuevas SNeIa lejanas con $z = 0.47, 0.95$ se han detectado con la recién instalada cámara ACS (Advanced Camera for Surveys) del HST. Sus datos reafirman la aceleración de la expansión del Universo, y la posibilidad de polvo oscurecedor, aunque abierta, es cada vez menos sostenible (Riess *et al.* astro-ph/0302402). La Fig. 31 recoge la actualización de los datos disponibles.⁴⁶

VII. LA NUEVA COSMOLOGÍA

En los últimos años el modelo cosmológico estándar ha experimentado mejoras muy importantes, tanto por las observaciones de mayor precisión que se

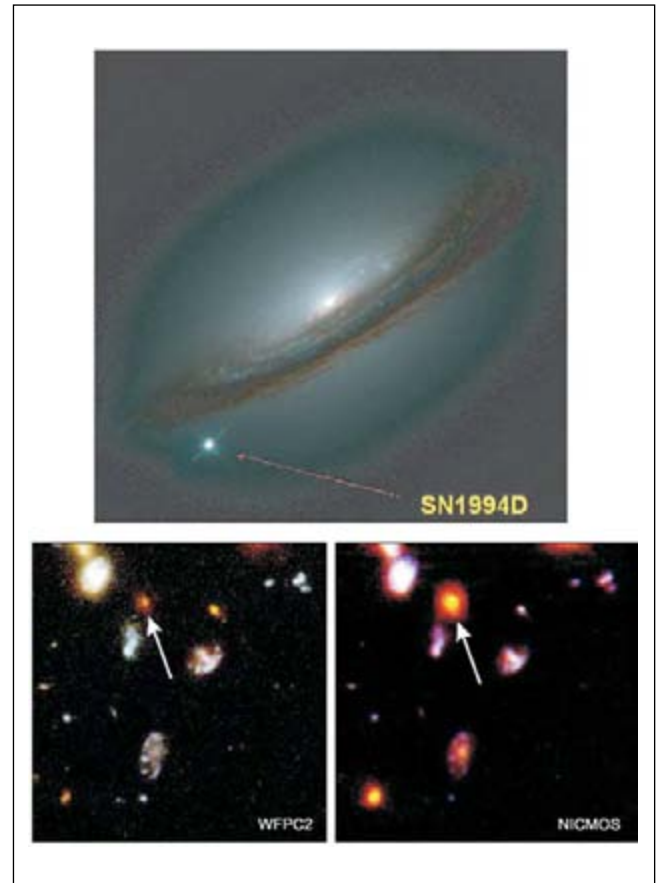


Figura 29. Explosión SN1994D en la galaxia NGC 4526 del cúmulo de Virgo, a 12 Mpc (HST, NASA). La galaxia SN1997ff con $z \approx 1.8$. Hasta ahora es la supernova más alejada (10 Gal) que se ha detectado.

han llevado a cabo, como por los análisis teóricos paralelos. Las características más destacadas de esta nueva cosmología han sido discutidas en las páginas anteriores, y son:

- Universo crítico (esto es, plano) y en fase actual de expansión acelerada.
- Fase primitiva de expansión exponencial (inflación).
- Inhomogeneidades en densidad debidas a fluctuaciones cuánticas durante la inflación.
- Balance consistente de la composición del Universo: 73% de energía oscura, 27% de materia, y una fracción despreciable de radiación.

⁴⁶ Un año después Riess *et al.* (astro-ph/0402512) han presentado nuevos datos que incluyen hasta siete SNeIa nuevas con $z > 1.25$, y que les permite afirmar la existencia de una época de expansión decelerada anterior a la actual expansión acelerada. El análisis de estos datos les lleva a fijar la transición entre dichas épocas en $z_{q=0} = 0.46 \pm 0.13$, valor que difiere en 2σ del obtenido teóricamente al discutir R versus t .

VIII. MÁS ALLÁ DE LA NUEVA COSMOLOGÍA

Hay cuestiones a las que la nueva cosmología no responde. Por ejemplo: ¿Realmente ocurrió la inflación? ¿Cuáles son los constituyentes de la materia oscura? ¿Qué es la energía oscura? ¿Por qué hay un exceso de materia sobre antimateria? ¿Qué papel jugarán en la cosmología la teoría de supercuerdas/M, o simplemente la gravitación cuántica? ¿Quedan reliquias (por ejemplo defectos cósmicos) de las diversas transiciones de fase por las que ha podido pasar el Universo en su historia? Y finalmente: ¿Hubo algo antes de la GE? ¿Qué final aguarda a nuestro Universo? De estas dos últimas vamos a ocuparnos en lo que resta.

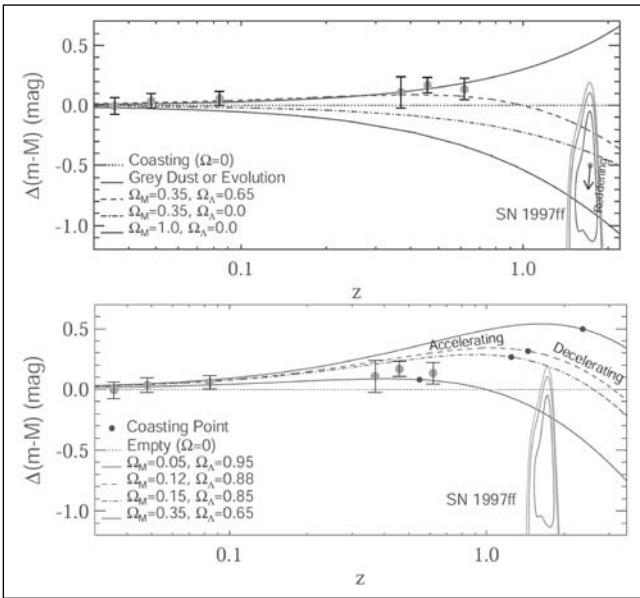


Figura 30. Arriba: Diagrama Hubble con datos de SNela referidos a un universo vacío ($\Omega_0 = 0$). Se indican contornos (N.C. 65 %,95 %, y 99 %) para la SN1997ff. Abajo: Idem, amén de curvas representando algunas cosmologías planas. Los círculos rellenos indican los puntos de transición de aceleración a deceleración. Nótese cómo los datos de la SN1997ff indican que recibimos su luz cuando el Universo estaba en fase de deceleración. (Riess et al. 0104455).

A. Sobre el origen del Universo

Respuesta clásica A Aristóteles no le gustaba la idea de una creación: consideraba más perfecto un Universo eterno, que no requiriera intervención divina para llegar a ser.

En el XIX empezó a evidenciarse que la Tierra y el resto del Universo cambiaban con el tiempo: 1/ Las rocas y los fósiles en ellas requerían cientos o miles de millones de años para su formación, tiempo mucho mayor que el que los creacionistas atribuían al Universo (recordemos a Ussher). 2/ La segunda ley de la termodinámica exigía un comienzo, pues de lo contrario el Universo estaría ya totalmente degradado, en equilibrio termodinámico y total desorden. 3/ Y finalmente, un universo estático sería inestable ante el colapso gravitacional.

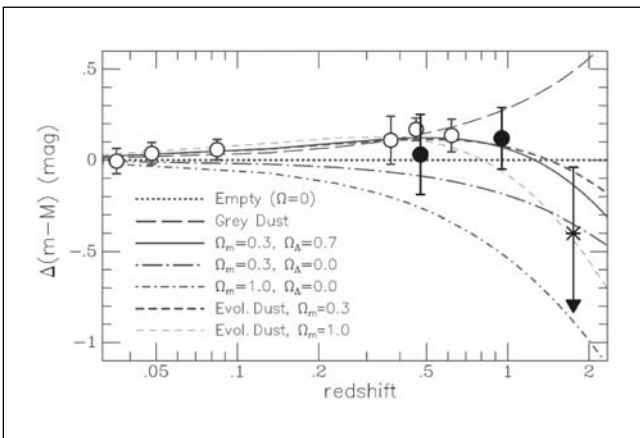


Figura 31. Diagrama Hubble con datos de SNela referidos a un universo vacío. Todos los resultados anteriores con $z < 1$ están agrupados en seis paquetes, indicados por círculos blancos. Las dos SNela nuevas son los círculos en gris, y la flecha indica el límite superior obtenido con la SN1997ff (Riess et al. 0302402).

- Contenido material: 23% de materia oscura fría exótica, 4% de bariones, y ($\sim 0.1-0.2$)% de neutrinos.
- Edad actual del Universo: 13.7 ± 0.2 Ga.
- Ritmo actual de expansión: 71^{+4}_{-3} km/s/Mpc.

A pesar de todo esto, nadie, hasta bien entrado el XX, propuso la idea de un universo en evolución y con principio. La recesión, descubierta en la década de los 20, pasada al revés llevó a pensar en un estado singular, de densidad infinita. De ser así, la física nunca podrá explicar el principio.

Penrose y Hawking probaron que bajo condiciones que parecían darse en nuestro Universo, la singularidad, de algún tipo, era inevitable. (Otro tanto ocurre aunque haya inflación.) Por tanto clásicamente se des-

prendía que para explicar el principio no habría más remedio que apelar a Dios.

Respuesta cuántica: ¿creatio ex nihilo? Estas afirmaciones se hacen con una teoría clásica de la gravitación, pero es muy posible que en las condiciones extremas de los primeros tiempos sea preciso echar mano de la mecánica cuántica.

Desde hace unos pocos años unos cuantos científicos ya osan preguntarse de forma algo cuantitativa “¿cómo empezó el Universo?”. Abordan la cuestión mediante la cosmología cuántica, en que la mecánica cuántica se aplica a todo el Universo, o incluso con la cosmología de cuerdas. Para poder concluir algo, deben simplificar, sin embargo, enormemente el problema, tomando unos modelos “de juguete” para el Universo.

Vilenkin desarrolló en los 80 un modelo en el que el Universo pudo generarse por efecto cuántico túnel desde un espacio-tiempo de dimensiones nulas (la “nada”), desembocando en un universo inflacionario.

Hawking y Hartle propusieron, por la misma época, un universo con un principio y fin no singulares en un tiempo “imaginario” o “euclídiano”. Para resolver las ecuaciones de la cosmología cuántica, se basaron en un principio consistente en tomar como condición de contorno “ninguna”: la condición de contorno del Universo es que no tiene contorno. Es la única manera, según ellos, de que el Universo sea explicable sin recurrir a nada ajeno a la propia física. No se trataría de creación desde la nada, algo que ellos consideran una pura contradicción, si el ser creado significa que el Universo pasa de no-ser antes, a ser después. El tiempo real o minkowskiano, como el espacio, son propiedades emergentes en el Universo. No tiene sentido, dicen, hablar de “antes” cuando aún no existía el Universo, y por tanto tampoco el tiempo.

¿Hubo un pre-BB?

¿Universo de cuerdas? En el principio, ¿fue la cuerda? Hay autores, como Veneziano, que especulan sobre un universo previo a la Gran Explosión, en el que el tiempo ya existía de antes y campaban las cuerdas por sus respetos, y cuya evolución condujo a

la etapa de Gran Explosión y de ahí al Universo hoy conocido.

De acuerdo con esas especulaciones, la fase previa a la GE fue una fase de expansión acelerada, desde un vacío de cuerdas perturbativo (espacio-tiempo asintóticamente plano y de constante cosmológica nula), con curvatura creciente en el tiempo. La GE consistió en una transición cuántica suave por tuneo desde esa fase previa a la era de radiación conocida, con curvatura decreciente. Esa es la diferencia con el caso antes expuesto, en el que el tuneo que daba origen al Universo era “desde la nada”.

¿Universo “ecpirótico”? De acuerdo con la teoría M, el Universo podría tener 11 dimensiones, las 3+1 de siempre, más 6 compactificadas en lo que se conoce como variedad de Calabi-Yau (C-Y), y otra que es un segmento (Horava-Witten). El tamaño de la C-Y se supone muy pequeño (del orden de la longitud de Planck), mientras que el segmento de la dimensión 11 (que separa nuestro mundo de un hipotético sector oculto similar a este, y con el que la única interacción es gravitatoria, mediante gravitones que se mueven por el “volumen”) puede ser algo mayor (como 10^{-17} cm), e incluso infinita, según los modelos.

Pues bien, el modelo de universo ecpirótico (nombre derivado de “ekpirosis”, que en griego significa “incendio” o “conflagración”, un viejo modelo cósmico de los estoicos que sostenía que el mundo nació de una llamarada) se basa en la osada idea (Steinhardt et al.) de que el Universo post-GE surgió de la colisión inelástica de dos branas 3D que se movían a lo largo de otra dimensión oculta, el segmento antes mencionado. Tras la colisión, parte de la energía inicial de colisión de esos mundos surgieron las partículas (fotones, leptones, quarks, etc.) que poblaron el Universo primigenio. La temperatura de las branas tras la colisión fue finita (con lo que evitamos una singularidad inicial), y no excesivamente alta (para no producir partículas demasiado masivas, como los monopolos).

La homogeneidad de nuestro Universo resultaría de la práctica simultaneidad en la colisión de las distintas zonas de las branas, mientras que la planitud seguiría del hecho de que las branas prefieren energéticamente este tipo de geometría. Además, fluctuaciones cuánticas

ticas en las branas a lo largo de la dirección oculta hacen que no todos los puntos choquen a la vez, por lo que se producen pequeñas diferencias iniciales en sus temperaturas. Y sorprendentemente las fluctuaciones en energía presentan invariancia de escala, tal como ocurre con la inflación.

¿Universo "cíclico"? De antaño ha habido afición por la cosmología cíclica. A Tolman (1934) se debe un tal modelo, en el que el universo, cerrado y sin constante cosmológica, emerge tras cada Gran Implosión (GI) con una GE. El tránsito era singular, y la entropía, y de aquí el período GE-GI, crecía al pasar los ciclos, de forma tal que la serie de períodos pasados convergía haciendo precisa la consideración de un instante inicial.

El escenario para el actual modelo cosmológico de Steinhardt y Turok, inspirado en el ecpirótico, es el universo de branas. Estas son sus etapas:

1. Una Gran Explosión, con temperatura y densidades finitas.
2. Sigue una era de dominio de la radiación, y luego otra de dominio de la materia, como en el MCE. No hay inflación. El universo es plano y homogéneo, salvo por las irregularidades necesarias para la sedimentación de las grandes estructuras.
3. Después viene una era de expansión lentamente-acelerada, de la que es responsable de nuevo un campo escalar en rodadura lenta, el mismo encargado de propiciar la ciclicidad llevando de la expansión acelerada a una desacelerada, hasta abocar al universo a una GI y de aquí a otra GE, la de un nuevo ciclo. El potencial de este campo es el potencial interbranas, resultado del intercambio virtual de branas entre las branas frontera. Representa la energía de interacción entre la brana universo y la brana oscura, y hace que estas branas colisionen y reboten. La energía de este campo escalar que acelera la expansión es muy pequeña, unos 100 órdenes de magnitud menor que la del periodo inflacionario convencional, por lo que tarda unos 15 Ga en doblar la escala del universo (frente a los familiares 10^{-34}). Pero al cabo de billones de años el universo habrá quedado prácticamente vacío, con menos de una partícula por volumen Hubble.
4. Llega un momento en que la expansión dinamizada por la energía potencial del campo escalar se detiene y el universo empieza lentamente a contraerse frenado por la energía cinética de dicho campo. Fluctuaciones cuánticas producen pequeñas variaciones locales en el ritmo de contracción, y tomando convenientemente el potencial, resulta un espectro de fluctuaciones que es invariante bajo cambio de escala. Esas variaciones en la contracción se reflejarán en variaciones de temperatura y densidad en la GE tras esta GI.
5. Finalmente el universo colapsa y rebota, pero sin llegar a divergencias en temperatura y densidad, porque el campo escalar se encarga de drenar el exceso de energía para volver a su situación inicial. El universo comienza a expandirse, iniciándose un nuevo ciclo.

Este modelo cíclico supone una mejora económica sobre el modelo actual de consenso. Tiene una única fase inflacionaria, la actual, frente a las dos, muy diferentes, que, como poco, parece exigir este último, y la energía oscura tiene un origen conocido: la interacción entre las branas. Además, da respuesta inambigua y contundente a preguntas como:

1. ¿Cuál es la edad del Universo? Infinita.
2. ¿Cuál es el tamaño del Universo? Infinito.
3. ¿Qué destino final aguarda a nuestro Universo? Repetir sus ciclos indefinidamente.

Cabe preguntarse si tiene el modelo cíclico alguna consecuencia falsable que difiera del modelo convencional. La respuesta es afirmativa: predice un fondo cósmico de ondas gravitacionales con amplitudes exponencialmente pequeñas a grandes longitudes de onda.

B. Sobre el final del Universo

El modelo cosmológico estándar nos llevaba ingenuamente hasta hace muy poco tiempo a vincular geometría y destino. Aceptábamos tácitamente que la materia/energía media del Universo era normal

(atractiva),⁴⁷ y como consecuencia concluimos que

$$\text{curvatura} = \begin{cases} > 0 \\ 0 \\ < 0 \end{cases} \Leftrightarrow \Omega_0 = \begin{cases} > 1 \\ = 1 \\ < 1 \end{cases}$$

$$\Leftrightarrow \text{final} = \begin{cases} \text{colapso (Gran Implosión)} \\ \text{expansión crítica: } R(t) \sim t^{2/3}, t \rightarrow \infty, \\ \text{expansión indefinida: } R(t) \sim t, t \rightarrow \infty. \end{cases}$$

La reentrada en escena de la constante cosmológica nos obliga a desempolvar otras posibilidades que habíamos arrinconado. En sentido estricto, ya no se puede predecir la eternidad futura basándonos en los parámetros de hoy; los de mañana pueden desvirtuar por completo la predicción.

Por ejemplo, la mera existencia futura y persistente de una constante cosmológica negativa, por pequeña que fuera, terminaría por colapsar al Universo.

Por tanto, la clave del destino está no en la geometría, sino en la última ecuación de estado. Necesitamos una teoría fundamental que nos enseñe a cómo llegar a los valores asintóticos de los parámetros del Universo. Por ejemplo, mientras los físicos no sepamos explicar el valor de la constante cosmológica (que se aparta en decenas de órdenes de magnitud de su valor “natural”), no estaremos seguros de que nuestro “vacío” sea permanente, el vacío real del Universo, y no un falso vacío. Y si fuera el caso que esa teoría fundamental diera resultados probabilistas sobre los parámetros, entonces jamás podríamos vislumbrar el futuro real del Universo.

Si hay una energía de vacío positiva, entonces la expansión será indefinida y acelerada siempre que $\Omega_0 \leq 1$, o si $\Omega_0 > 1$ pero $2\Omega_\Lambda > \Omega_M + 2\Omega_R$ en el momento en que $H = 0$.

Con los datos actuales, nuestro Universo se expandirá indefinidamente y de forma asintóticamente exponencial (Fig. 11). Se produjo la inflexión de paso de expansión frenada a acelerada cuando $z \approx 0.7$, esto es, hace unos 6-7 Ga.

Dicho esto, discutiremos por encima los dos futuros previsible con los datos actuales:

1. Expansión indefinida frenada

Hasta hace un par de años, nadie pensaba en la expansión acelerada, y disponíamos de una descripción cuidadosa y brillante, debida a Dyson,⁴⁸ de la evolución futura del Universo, apropiada para universos abiertos en expansión indefinida, pero con materia normal, y por tanto expansión siempre frenada. Una actualización interesante de esta escatología conduce al relato que sigue.⁴⁹ Contaremos por conveniencia el tiempo en términos de η , un tiempo logarítmico adimensionado cuya relación con el tiempo (cósmico) τ con origen en la GE es esta:

$$\tau =: 10^\eta \text{ años, i.e. } \eta = \log_{10}(\tau/\text{año}).$$

Los valores enteros de η se conocen como “décadas cosmológicas”.

Hipótesis básicas de este análisis son la permanencia de las leyes físicas conocidas hasta $\eta \lesssim 150$, sin variación, y completitud de las mismas. Sobre la primera, tenemos evidencia de que así ha sido en los últimos 2 millardos de años, y lo admitimos en general para el pasado $-50 \lesssim \eta \lesssim 10$; de fallar la segunda, habrá que cambiar este análisis cuando se pueda.

Distinguiremos estas grandes eras:

Era de radiación:	$-\infty < \eta \lesssim 4$
Era estelífera:	$6 \lesssim \eta \lesssim 14$
Era degenerada:	$15 \lesssim \eta \lesssim 41$
Era de los ANs:	$42 \lesssim \eta \lesssim 141$
Era oscura:	$142 \lesssim \eta$

Era de radiación Ya discutida al hablar de la infancia del Universo.

Era estelífera Así llamada porque en ella prácticamente toda la energía que se produce es a través de las fusiones termonucleares en las estrellas. En ella estamos ahora. Epocas distinguidas:

⁴⁷ Una parte no relativista de presión p despreciable, y otra parte de tipo radiación, $p = \frac{1}{3}\rho$.

⁴⁸ F.J. Dyson, *Time without end: physics and biology in an open universe*, Rev. Mod. Phys. **51**, 447-460 (1979).

⁴⁹ F.C. Adams, G. Laughlin, *A dying universe: the long-term fate and evolution of astrophysical objects*, Rev. Mod. Phys. **69**, 337-372 (1997).

- $\eta \sim 6$ Posible primera generación de estrellas.
- $\eta \sim 9$ Generación de la Galaxia.
- $\eta \sim 9.5$ Formación del Sistema Solar.
- $\eta \sim 10$ Hoy.
- $\eta \sim 10.2$ Muerte del Sol. Encuentro cercano de la Galaxia con Andrómeda.
- $\eta \sim 10.2$ “Evaporación” de galaxias en los cúmulos galácticos, debida a la relajación dinámica producida por encuentros y dispersiones de las galaxias.
- $\eta \sim 13$ Muerte de las estrellas más ligeras.
- $\eta \sim 14$ Fin de la formación estelar convencional, por agotamiento de material disponible.

Era degenerada En esa era casi todos los bariones del Universo se albergan en objetos degenerados (enanas marrones, enanas blancas, estrellas de neutrones y ANs). La energía se produce a través de la aniquilación de WIMPs y la desintegración de los protones.

- $\eta \sim 15$ Planetas arrancados de sus estrellas por encuentros cercanos con otras estrellas.
- $\eta \sim 16$ Formación de estrellas por colisión de enanas marrones.
- $\eta \sim 19$ Evaporación de estrellas en las galaxias. Alrededor de un 90-99% de las estrellas muertas de las galaxias pueden desprenderse por colisiones estelares. Las restantes (1-10 %) caerán a un AN en el centro galáctico.
- $\eta \sim 20$ Caída de los planetas sobre sus estrellas por radiación gravitacional.
- $\eta \sim 22.5$ Aniquilación de las WIMPs en los halos galácticos.
- $\eta \sim 23$ Formación de estrellas por colapso debido a la radiación gravitacional de pares binarios de enanas marrones.
- $\eta \sim 23$ Desprendimiento de las estrellas muertas de los cúmulos galácticos. En ese momento, la materia del Universo constará de cadáveres estelares en un 90 %, AN's en un 9 %, y de hidrógeno y helio sueltos en el restante 1 %.
- $\eta \sim 24$ Caída de las órbitas de las estrellas por radiación gravitacional.
- $\eta \sim 25$ Las enanas blancas limpian de WIMPs el halo. La aniquilación de estos en su interior mantendrá la temperatura de la estrella a unos 63 K.

- $\eta \sim 30$ Los ANs devoran estrellas a nivel galáctico.

- $\eta \sim 33$ Los ANs devoran estrellas a nivel de cúmulos.

- $\eta \sim 32-41$ Los protones se desintegran. Para las estimaciones que siguen, tomaremos como vida media representativa del protón $\eta = 37$. Más allá de esta época, prácticamente todos los bariones no escondidos en AN's habrán desaparecido, quedando un universo dominado energéticamente por los AN's, conteniendo fotones, neutrinos, y un plasma de electrones y positrones (e^\pm) provenientes de la desintegración del hidrógeno y helio libres.

- $\eta \sim 38$ Las estrellas de neutrones se convierten en enanas blancas, por desintegración β de parte de sus neutrones. La desintegración de los bariones va modificando la estructura de las estrellas de neutrones; su tamaño va creciendo, la corteza va transformándose en materia ordinaria cuyos neutrones se desintegran, y al final la corteza ocupa todo y la estrella pasa a ser como una enana blanca.

- $\eta \sim 39$ Destrucción de las enanas blancas por la desintegración de los protones. Estas desintegraciones consiguen mantener la temperatura de la estrella en 0.06 K (enormemente mayor que la del FCM en esa época), y su luminosidad en ~ 400 W. Llega un momento ($\eta \sim 39$) en que, debido a la desaparición de los bariones, deja de ser una estrella degenerada, y termina por convertirse como en una gran planeta de hidrógeno, a $T = 0.0034$ K, transparente a la luz, con luminosidad ~ 0.5 W. En este instante ha dejado de ser estrella. Y es claro que la bola remanente de hidrógeno terminará también por perder sus protones.

Era de los ANs En ella los únicos objetos de de tipo estelar que quedan son ANs de masas muy variadas, que se evaporan cuánticamente (Hawking) durante esa era.

- $\eta \sim 42$ Desintegración fotónica de los axiones.
- $\eta \sim 65$ Evaporación de ANs de masa parecida a la del Sol. Pasado este tiempo, no habrá en el Universo más que un plasma de e^\pm , fotones, neutrinos, y AN's gigantesco.
- $\eta \sim 83$ Evaporación de ANs de masa $\sim 10^6 M_\odot$.
- $\eta \sim 85$ Formación de positronios. Como estamos suponiendo que el Universo es abierto, una pequeña proporción de los electrones y positrones de este

plasma futuro se recombinarán en estados excitados de positronio.

- $\eta \sim 98$ Evaporación de ANs de masa galáctica.
- $\eta \sim 116$ Evaporación de AN's de masa $\sim 10^{17}M_{\odot}$ equivalente a un supercúmulo galáctico. No siendo probable que la expansión del Universo permita la formación de estructuras superiores a los supercúmulos, tras esta época en el Universo sólo habrá un plasma extremadamente diluído de e^{\pm} (con una importante componente de positronio si el Universo está muy poco alejado de la criticidad), con un fondo de fotones alimentado con las desintegraciones del positronio, y un fondo de neutrinos.

- $\eta \sim 141$ Desintegración de los positronios. Desexcitación en cascada y luego su aniquilación final. A pesar de estas aniquilaciones, la mayoría de fotones del fondo son de energía tan baja que los escasos electrones y positrones aún libres dominan en contenido energético sobre la radiación.

Era oscura Así llamada por dos razones: primero, porque en ella ya no hay bariones, ni ANs, sólo quedan fotones de longitudes de onda enormes, neutrinos, electrones y positrones; y segundo, porque es sumamente peligroso ir más allá de la extrapolación anterior.

- ¿Surgirá alguna física nueva a temperaturas extraordinariamente bajas?
- ¿Serán las leyes físicas realmente invariables a lo largo de períodos tan descomunales de tiempo?
- ¿No puede ocurrir que irrumpa en nuestro parte inflada del Universo alguna otra “burbuja” con constantes tal vez distintas que propicie un colapso final?

2. Expansión indefinida acelerada

Si el Universo mantuviera en el futuro la expansión acelerada (que comenzó hace 6-7 Ga, para $z \approx 0.7$) a ritmo constante, se produciría un cambio substancial en el panorama escatológico: la fuga de las galaxias por el horizonte (de sucesos, actualmente a unos 4.7 Gpc de nosotros) nos impediría ver la evolución futura de la mayoría de las grandes estructuras astrofísicas del Universo visible, reduciéndose así, día tras día, el conjunto objeto de nuestro conocimiento empírico.

Al discutir los horizontes, decíamos que si la energía de vacío que sugieren hoy las SNeIa se mantiene en el tiempo, se estima que dentro de unos 100 Ga las galaxias que hoy distan de nosotros más de 10 Mpc (el tamaño de nuestro supercúmulo local) habrán cruzado en su recesión cósmica el horizonte de sucesos, escondiéndose para siempre de nuestra vista.

¿Afectará esto también al fenómeno “vida”?⁵⁰

3. ¿Universo “despedazado”?

Finalmente, los datos observacionales no excluyen, de momento, la posibilidad de que en la ecuación de estado $p = w\rho$ para la energía oscura, el parámetro w sea tal que $w < -1$. Solo se sabe que $w < -0.78$. Con quintaesencia $-1 < w$, y con vacío $w = -1$. Se llama “energía fantasma” a aquella que cumple $w < -1$. De ser este tipo de energía la que imperase, el Universo terminaría en lo que se ha llamado (Caldwell *et al.* astr-ph/0302506) la “Gran Ruptura” o “Gran Desgarro” (GD). La aceleración en la expansión sería cada vez más rápida, y si, por ejemplo, $w = -3/2$, en unos 22 Ga el Universo terminaría totalmente “despedazado”: el factor de escala se haría infinito, al tiempo que la distancia al horizonte tendería a cero. Más aún, las estructuras astrofísicas también se desintegrarían: los cúmulos galácticos se romperían 1 Ga antes del GD, nuestra Galaxia lo haría unos 60 Ma antes de ese final, al sistema solar le tocaría unos 3 meses antes del Gran Desgarro, faltando unos 30 minutos explosionaría la Tierra, a 10^{-19} s del final los átomos se disociarían, ...

¿Quién sigue dudando de la posibilidad de sorpresas?

AGRADECIMIENTOS

Agradezco al Prof. A. López Maroto su lectura crítica del manuscrito y sus valiosos comentarios.

⁵⁰ En el trabajo citado de Dyson, este imaginativo físico argumentaba que en un universo abierto, en expansión frenada, por inhóspito que nos pareciera en esos futuros lejanos que describíamos antes, cabría la vida consciente (es decir, capaz de procesar información) sin límite en el tiempo ni en el número de “pensamientos” tenidos. Para ello Dyson tenía que recurrir a fases de hibernación.

BIBLIOGRAFÍA**Elemental**

1. THE NEW PHYSICS, por P.C.W. Davies. Cambridge University Press, Cambridge 1989.
2. THE BIG BANG, edición revisada, por J. Silk. W.H. Freeman, New York 1989.
3. PARTICLE PHYSICS AND INFLATIONARY COSMOLOGY, por A. Linde. Hardwood, New York 1990.
4. THE SHADOWS OF CREATION, por M. Riordan, D. Schramm. Oxford University Press, Cambridge 1991.
5. THE LEFT HAND OF CREATION, por J.D. Barrow, J. Silk. Oxford University Press, Cambridge 1993.
6. THE LAST THREE MINUTES, por P.C.W. Davies. Basic Books, New York 1994.
7. A SHORT HISTORY OF THE UNIVERSE, por J. Silk. Scientific American Library. W.H. Freeman, New York 1994.
8. IN SEARCH OF THE EDGE OF TIME, por J. Gribbin. Penguin, London 1998.
9. THE ACCELERATING UNIVERSE, por M. Livio. Wiley, New York 2000.
10. THE NINE NUMBERS OF THE COSMOS, por M. Rowan-Robinson. Oxford, Oxford 2001.

Avanzada

1. GRAVITATION AND COSMOLOGY, S. Weinberg. Wiley 1972.
2. THE EARLY UNIVERSE, E.W. Kolb and M. S. Turner, Segunda edición. Addison-Wesley 1994.
3. PRINCIPLES OF PHYSICAL COSMOLOGY, P.J.E. Peebles. Princeton 1993.
4. COSMOLOGICAL PHYSICS, J. Peacock. Cambridge 1999.
5. COSMOLOGICAL INFLATION AND LARGE-SCALE STRUCTURE, A.R. Liddle, & D.H. Lyth. Cambridge 2000.
6. THE LARGE SCALE STRUCTURE OF SPACE-TIME, S. Hawking & G. Ellis. Cambridge 1973.
7. THEORETICAL ASTROPHYSICS, I, II, III, T. Padmanabhan. Cambridge, Cambridge 2000, 2001, 2002.

Revistas y direcciones

REVISTAS DE DIVULGACIÓN CIENTÍFICA:

- Investigación y Ciencia (Scientific American)

- Mundo Científico (La Recherche)

ARCHIVOS GENERALES EN LA RED:

- APD
(<http://www.star.ucl.ac.uk/~apod/apod/astropix.html/>)
- BOOMERANG
(http://www.astro.caltech.edu/~lgg/boomerang_front.htm)
- CERN
(<http://www.cern.ch/>)
- COBE
(http://www.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/cobe_home.html/)
- DASIS
(<http://astro.uchicago.edu/dasi/>)
- ESO
(<http://www.eso.org/>)
- HST
(<http://www.stsci.edu/>)
- IAC
(<http://www.iac.es/home.html/>)
- KECK
(<http://astro.caltech.edu/mirror/keck/>)
- LIGO
(<http://www.ligo.caltech.edu/>)
- LISA
(<http://sci.esa.int/home/lisa/index.cfm>)
- MAP
(<http://map.gsfc.nasa.gov/>)
- MAXIMA
(<http://cosmology.physics.berkeley.edu/group/cmb/>)
- Mt. Wilson
(<http://www.mtwilson.edu/>)
- NASA
(http://www.nasa.gov/NASA_homepage.html/)
- PLANCK
(<http://astro.estec.esa.nl/SAgeneral/Projects/Cobras/cobras.html>)
- SOHO
(<http://sohowww.nascom.nasa.gov/>)
- VLT
(<http://www.eso.org/outreach/infoevents/ut1fl/astroimages.html>)

ARCHIVOS ESPECIALIZADOS EN LA RED:

- LANL e-print archives (mirror)
(<http://xxx.unizar.es/archive/astro-ph/>)