

La radiación de fondo, casi a fondo

A. de Rújula

Puedo escoger entre discutir el tema a la ligera: “Cuando descubrieron los primeros indicios de la radiación cósmica de microondas, Penzias y Wilson creyeron que se debían a una sustancia dieléctrica blanca depositada sobre su antena, ya que New Jersey estaba plagado de palomas...”. O en plan más erudito. Cubrir el asunto del segundo modo me es imposible. Así que me limitaré a exponer los conceptos cosmológicos más fáciles e intentar explicar algunos de los más difíciles, dejándome mucho bagaje por el camino. Inútil para quién “ya lo sepa todo”, asaz denso y arduo para el que no.



A. de Rújula
Instituto de Física Teórica (UAM/CSIC),
Univ. Autónoma de Madrid,
Physics Department, CERN

La Radiación de Fondo (RF)

El universo se expande y enfría. Pulsando ◀ en el “video” de su evolución llegamos a una temperatura tal que la materia ordinaria era un plasma de electrones y núcleos, en equilibrio térmico con fotones. Parando y pulsando ▶ vemos cómo se ligan los primeros átomos, el universo se vuelve casi transparente y se liberan los fotones [1]. Tras unos 13.4×10^9 años de viaje, nos llegan hoy estos últimos como “Radiación de Fondo” (RF), a una temperatura $T_0 \approx 2.7$ °K. Las mediciones de su espectro (térmico, de Planck) son tan precisas que sólo en pantalla gigante sobresalen los errores de la línea teórica.

La figura 1a muestra la principal anisotropía de la RF, obtenida restando un fondo de temperatura media T_0 . Su máximo contraste es $\Delta T_0/T_0 \approx 10^{-3}$. Su forma dipolar y modulación anual prueban que se debe al movimiento de la tierra, dominado por el de la Galaxia, a $v/c \approx 10^{-3}$ [2] en el “sistema local absoluto” (¡sí!, lo hay) en el que la RF es máximamente isotropa. Substrayendo también el dipolo se observan las anisotropías intrínsecas de la RF (figura 1b), cuyos contrastes son $\Delta T_0/T_0 = O(10^{-5})$.

Las anisotropías se analizan en armónicos esféricos, $T(\theta, \varphi) = \sum a_m Y_m(\theta, \varphi)$ y se presentan como un “espectro de potencias” $P_l \equiv (2l + 1)C_l/(2\pi)$; $C_l = \langle |a_m|^2 \rangle$ (no habiendo una dirección privilegiada, todos los m son equivalentes). Las anisotropías más “potentes” subtienden ángulos $\theta_a \sim 1^\circ$, con picos “armónicos”, de apertura $\sim \theta_a/n$, con $n > 1$ entero, (figura 2). De estas y otras medidas se extraen los parámetros de la Tabla 1, que iré definiendo.

Polvo newtoniano

Consideremos el espacio tri-dimensional de la figura 3a, homogéneamente sembrado de “polvo” (o de galaxias). Como si resultaran de una explosión, la distancia entre ellas crece inicialmente con el tiempo. Tracemos una esfera que contenga un número fijo de galaxias, de radio $R(t)$, densidad $\rho(t)$ y masa total $M = (4\pi/3)\rho R^3$, claro, fija. Si la única fuerza entre las galaxias es la de la gravedad newtoniana (inversamente proporcional al cuadrado de la distancia), G la constante de Newton y \ddot{R} la segunda derivada de R respecto a t , el movimiento de una galaxia “de prueba”, sita sobre la superficie de la esfera, está regido por la ecuación 1a ($F = ma$):

$$\ddot{R} \equiv \frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{GM}{R^2} \quad (a), \quad \frac{\dot{R}^2}{2} - \frac{GM}{R} = \frac{k}{2} \quad (b). \quad (1)$$

Multiplicando (1a) por \dot{R} e integrando en t se obtiene (1b), en donde vemos que la suma de las energías cinética y potencial es una constante, $k/2$. Para $k \geq 0$ y $R, t \rightarrow \infty$, la “velocidad” \dot{R} tiende a \sqrt{k} . Para $k < 0$, $R(t)$ recae y, si sobrevive a la singularidad a $R = 0$, oscila.

Substituyendo M en (1b) y definiendo la constante (espacial) “de Hubble” $H(t)$ (con dimensiones $1/t$) tenemos:

$$H^2 \equiv (\dot{R}/R)^2 = (8\pi/3) G\rho + k/R^2. \quad (2)$$

El caso “crítico” ($k = 0, \dot{R} \rightarrow 0$) corresponde a una densidad precisamente sintonizada, tal que $\rho(t) = \rho_c(t) \equiv 3H(t)^2/(8\pi G)$. Para engendrar un universo newtoniano crítico y finito nada gastaría un demiurgo: la energía total es $\propto ky$, por ende, nula.

Adoptando la notación de los cosmólogos, definamos en (3a) una fracción Ω de ρ_c y reescribamos (2) como (3b):

$$\rho \equiv \Omega \rho_c \quad (a), \quad H^2(1 - \Omega) = 2K/R^2 \quad (b). \quad (3)$$

Estaríamos sólo mareando la perdiz si ahorita nuestro universo no fuese, con mínimos errores, crítico: $\Omega \approx 1$.

En el “universo” de la figura 3a podemos situar al observador ahora y en el origen y no preguntar aún cómo medir la distancia $d = R$ a la galaxia de prueba ni su “velocidad de recesión” $v = \dot{R}$, obteniendo $v = Hd$ (la ley de Hubble) y motivando históricamente la notación.

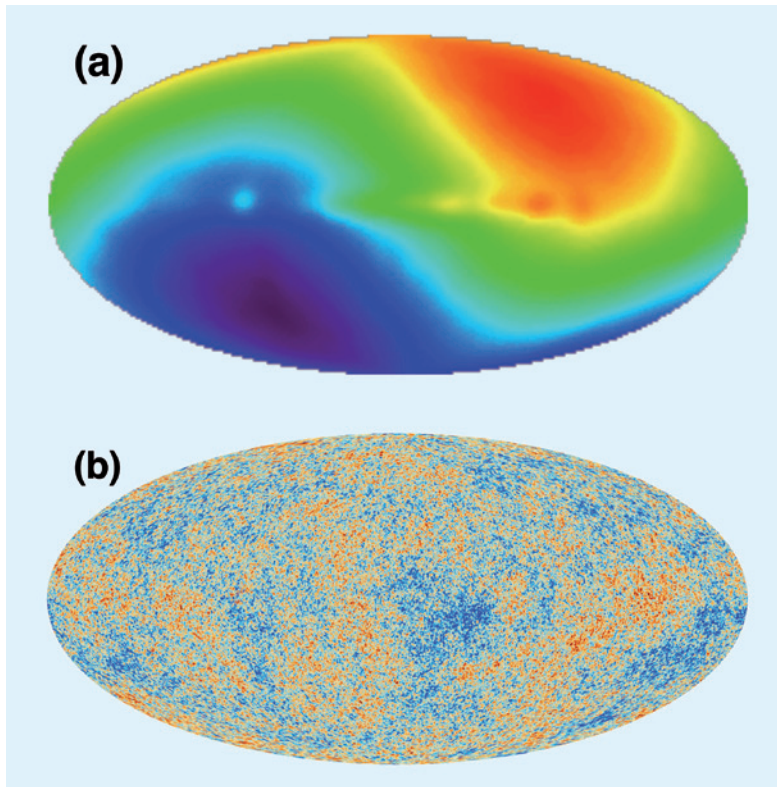


Fig. 1. Mapas de la “bóveda celestial” en coordenadas esféricas (θ, ϕ) . $\theta = \phi = 0$ apunta al centro de la Galaxia. El dipolo (a) y las irregularidades de la RF (b) con el dipolo y la radiación de la Galaxia substraídos (satélite Planck).

Quién haya aprendido este capítulo presumirá de entender y ser capaz de deducir, con sus factores numéricos correctos, las ecuaciones básicas del Big-Bang “clásico”.

La constante cosmológica, Λ

El universo pre-Hubble parecía estático. La ecuación (1a) implica que no puede serlo: la gravedad lo colapsaría. Para intentar estabilizarlo —mala razón, genial intuición— Einstein añadió a sus ecuaciones de la *relatividad general* (RG) la constante **cosmológica**, Λ , la *única* modificación compatible con su principio de equivalencia local entre aceleración y gravedad. En lenguaje newtoniano las ecuaciones (1a) y (2) adquirirían un sumando proporcional a Λ :

$$\ddot{R} = -G M/R^2 + \Lambda R/3 \quad (4)$$

$$H^2 \equiv (\dot{R}/R)^2 = (8\pi/3) G\rho + \Lambda/3 + k/R^2. \quad (5)$$

La primera reza que, si $\Lambda > 0$, hay una fuerza “antigravitatoria” proporcional a la distancia. La segunda traduce la interpretación actual de Λ : proporcional a la *densidad de energía del vacío*, $\rho_\Lambda \equiv \Lambda/(8\pi G)$, algo que, en contraste con ρ , ¡no cambia aunque el universo se estire! Si $\Lambda > 0$ dos “cachos” de vacío se repelen, más cuanto más distancia los separa. Habremos de verlo para creerlo.

Comprarse un libro de RG

Supongamos que uno se compra un libro carísimo de cosmología y RG. Después de empollárselo, ¿qué más aprende ese “uno”, con relación a lo anterior? Veamos:

Un universo homogéneo, “dominado por la materia” se rige por la ecuación (3), “de Friedman”, con $R(t)$ substituido por un factor de escala $a(t)$, que podemos escoger tal que k en (3b) sea $k=1, 0, -1$, correspondiendo a un espacio (tridimensional, 3D) cerrado, plano o abierto. Fácil de visualizar en 2D, como las de la *superficie* de la esfera de la figura 3b, sumergida en una tercera dimensión ficticia con la que dar un ejemplo de factor de escala. En este ejemplo, como en la tierra, la curvatura es observable sin salir de la superficie: los ángulos de un triángulo Madrid-Barcelona-Bilbao suman más de 180° . Y estas capitales también se alejan: *es el espacio entre ellas el que hoy se estira* ($\dot{a} > 0$). Por idéntica razón las galaxias, aun si están localmente (casi) en reposo, se alejan entre sí. Ninguna capital o galaxia está en el centro de nada: la superficie 2D no lo tiene.

El espacio —y el tiempo— nacen con el universo, cuya densidad de energía determina su evolución y geometría, cerrada y finita en el ejemplo 2D recién discutido. No se trata de una explosión en un lugar de un espacio preexistente. “Al Norte del Big Bang” es una cuchufleta.

El corrimiento hacia el rojo (redshift, z) no es un efecto Doppler ($z \approx v/c$), sino que la longitud de onda, λ , de un fotón (o el inverso del impulso de cualquier ente) se estira con $a(t)$ [3]:

$$\lambda_o/\lambda_e \equiv 1 + z = y \equiv [a(t)/a_0]^{-1} \quad (6)$$

con λ_o medida ahora y λ_e emitida a redshift z y tiempo t (para confundir, los cosmólogos ponen un subíndice 0 en cantidades referidas a “hoy”, como la edad del universo, t_o , pese a que suene a inicio). Definiendo el observable $y(t)$ como un cociente, desaparece la arbitraria “escala del factor de escala”. Todas las frecuencias varían al unísono: un espectro caracterizado por un solo parámetro (e.g., la temperatura de la RF) mantiene su forma, con $T_o = T_e/y$.

En cosmología “materia” es todo objeto “lento”, cuya energía es aproximadamente su masa. Sea ρ_m la densidad media de materia y ρ_m^o su valor actual, correspondiente a una fracción Ω_m^o de la densidad crítica medida hoy. Como la masa en un volumen V “comóvil” —que se expande con el universo— es fija y, localmente, $V \propto a(t)^3$, la ecuación (6) implica que $\rho_m = \rho_m^o y^3$. Dividiendo por ρ_c^o , concluimos que $\Omega_m(y) = \Omega_m^o y^3$.

El universo contiene también radiación (fotones). Su número en un volumen comóvil V es fijo, así que, con el mismo razonamiento que en el párrafo anterior, concluimos que la *densidad numérica*, n_r , de los fotones satisface $n_r = n_r^o y^3$. Pero la energía de cada fotón, $E \propto 1/\lambda \propto y$, se degrada, ya que su longitud de onda se estira, véase la ecuación (6). Así pues, la contribución de la radiación a la densidad *de energía*, ρ en la ecuación (2), varía como y^4 , no y^3 . Veremos que la contribución de la

constante cosmológica es... constante: no depende de y .

Generalizando (3a), distingamos las contribuciones, hoy, a la fracción crítica de las densidades de materia, radiación y Λ : $\Omega^0 = \Omega_m^0 + \Omega_r^0 + \Omega_\Lambda^0$. Combinando la expresión (2) (con $R \Rightarrow a$) y (6) podemos escribir en la RG la evolución, dy/dt , y edad, t_0 , de un universo uniforme:

$$H(t)^2 \equiv -\frac{\dot{y}}{y} = H_0 \sqrt{\Omega_m^0 y^3 + \Omega_r^0 y^4 + \Omega_\Lambda^0 + (1 - \Omega^0) y^2},$$

$$t_0 = - \int_1^\infty \frac{dy}{y (\Omega_m^0 y^3 + \Omega_r^0 y^4 + \Omega_\Lambda^0 + (1 - \Omega^0) y^2)}, \quad (7)$$

con todo símbolo medido hoy, menos t e y , ver la Tabla 1. Las expresiones (6,7) son también la historia, $T(t) = T_0/y(t)$, de la temperatura de la RF o de cuando, $t(y)$, se emitió una línea observada hoy con un redshift $z = y - 1$.

Es saludable resolver las ecuaciones (7) en casos simples. En un universo crítico [4] dominado por la materia [UCDM] (una buena aproximación del nuestro, que lo estuvo casi toda su vida) $\Omega_m^0 y^3$ rige la evolución (7) y

$$\text{UCDM: } \frac{1}{(1+z)} \equiv \frac{a(t)}{a_0} = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3}, \quad H(t) = \frac{2}{3t}. \quad (8)$$

En el futuro, $a/a_0 \approx \exp[H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda^0} (t - t_0)]$, ya que ahora domina Ω_Λ^0 . La cosmología observacional se irá exponencialmente al garete: sólo el supercúmulo local en el que estamos —ya “separado” de la expansión— será visible.

El rompecabezas cósmico

De las observaciones se obtiene la Tabla 1 (en unidades más razonables $1/H_0 \approx 14.6 \times 10^9$ años). Bien. Pero $\Omega_m^0 \approx 0.3 < 1$ y además la *materia ordinaria*, Ω_{mo}^0 , contribuye sólo $\sim 1/5$ de Ω_m^0 , el resto es una ignota *materia oscura*. Para colmo $\Omega_\Lambda^0 \approx 0.7$, la densidad de energía del vacío (que, por ende, no lo está) domina hoy el universo. Tampoco el que el universo sea crítico $|\Omega^0 - 1| < 0.007$ es una píldora fácil de tragar, aunque usando la ecuación (3b) para inferir que es plano parezca más digestible.

Entendemos el universo a $t_{NS} \sim 1$ minuto, cuando se “núcleo-sintetizaron” a partir de protones y neutrones los núcleos de los elementos primigenios ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ y ${}^7\text{Li}$ (llamados “primordiales” en la consuetudinaria anglotraducción al Spanglish). Sus abundancias observadas son las predichas. Créanme.

El enigma de la criticidad empeora con la evolución de $\Omega_k \equiv 1 - \Omega = 2/(aH)^2$ en la ecuación (3b). En un UCDM, se sigue de las ecuaciones (8) que

$$|\Omega_k(t_{NS})| = (t_{NS}/t_0)^{2/3} |\Omega_k(t_0)| \sim 10^{-10} |1 - \Omega^0| \quad (9)$$

Para que el universo sea hoy cuasi-crítico es necesario que en su niñez lo fuese con absurda precisión, como la de una bola que rodase sobre la cumbre de un tejado a dos aguas sin caerse a un lado. La inflación lo resolverá.

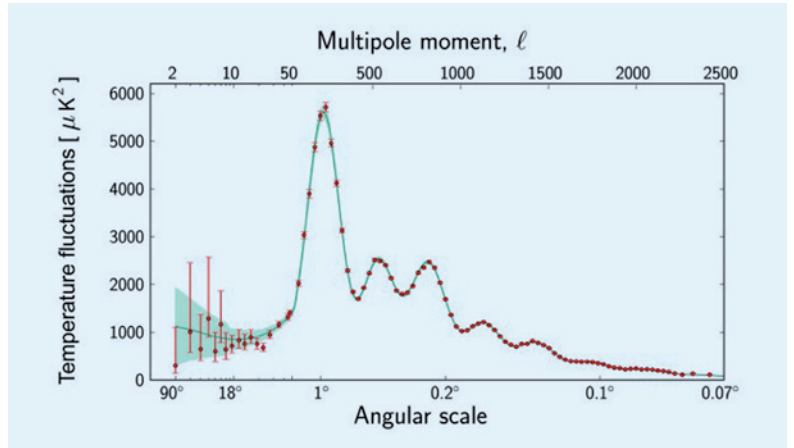


Fig. 2. Espectro de potencias medido por el satélite Planck.

La materia ordinaria dejó de ser un plasma dominado por electrones y protones para “recombinarse” en un gas de átomos y liberar la RF, a $T_R \sim 0.3$ eV [5]. Ya que $T_0 \approx 2.7$ °K $\approx 2.35 \cdot 10^{-4}$ eV, $y_R = T_R/T_0 \approx 1100$. En un UCDM, $t_R = t_0 y_R^{-3/2} \approx 3.8 \cdot 10^5$ años [6]. El que se observe $\Delta T_0/T_0 \lesssim 10^{-5}$ implica un problema causal —o “de horizonte”— como procedo a discutir.

En la figura 3b defino el ángulo comóvil”, χ_{12} , entre dos puntos *fijos*: $a(t)$ varía, χ_{12} no. La luz viaja trazando en el intervalo $t_1 \rightarrow t_2$ una trayectoria en χ . Instantáneamente $c dt = a(t) d\chi$, luego $\chi(t_1, t_2) = c \int_{t_1}^{t_2} dt/a(t)$, como intento visualizar en la figura 3c. En función de observables (“distancias angulares” ahora, d_A):

$$d_A(t_1, t_2) \equiv a_0 \chi(t_1, t_2) = a_0 \int_{t_1}^{t_2} \frac{c dt}{a(t)}. \quad (10)$$

A $t = t_R$ y desde el principio de los tiempos, el *horizonte de luz* (allí desde donde dio tiempo para que lleguen noticias a $v \leq c$) subtiende $\chi(0, t_R)$. Hoy, véase la figura 3c, tiene el mismo χ . La RF que hoy nos llega ha viajado $\chi(t_R \ll t_0, t_0)$. En un UCDM $a(t) \propto t^{2/3}$ y se obtiene:

$$d_A(0, t_R) = 3 ct_0^{2/3} t_R^{1/3}, \quad d_A(t_R, t_0) \approx 3 ct_0 [> ct_0],$$

$$\theta \equiv \chi_R/\chi_0 = (t_R/t_0)^{1/3} = y_R^{-1/2} \sim 0.03. \quad (11)$$

Un observador (O en la figura 3d) mirando en dos direcciones opuestas ve RF casi a la mismísima temperatura. Y sin embargo, a $t \leq t_R$ y $v \leq c$ sólo las “pecas” rojas podían haberse “puesto de acuerdo”. Hoy el “horizonte” desde el que se emitió la radiación es el círculo azul. Parte de la que se originó en la peca 1 pasó por aquí hace tiempo. La de la peca 2 aún no nos llegó.

Tabla 1. Valores aproximados de algunos parametros y resultados, en el modelo estándar de la cosmología (CDM)

Parámetro	Valor	Relación	Resultado
H_0	67 km/s/Mpc	$\Omega_\Lambda^0 - 1$	< 0.007
ρ_c	$\Leftrightarrow 5$ protones / m^3	Ω_Λ^0	0.7
t_0	13.8×10^9 años	Ω_m^0	0.3
T_0	2.7255 °K	Ω_{mo}^0	$\sim \Omega_m^0/5$
y_R	1100	Ω_r^0	5.510^{-5}

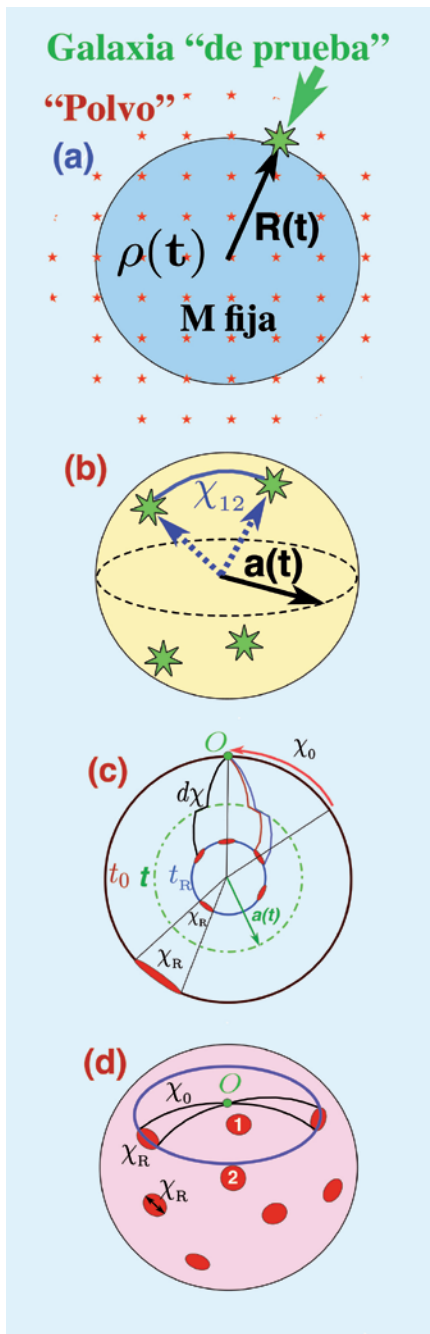


Fig. 3. (a) Big Bang newtoniano. (b) Universo espacialmente 2D (la superficie de la esfera). (c) Cómo viaja la luz. La “dimensión” radial es ficticia, como en (b). (d) Horizonte hoy (azul) y zonas causalmente conexas antes de la “liberación” de la radiación de fondo (las pecas rojas), en 2D.

su identidad.

La hipótesis inflacionaria

La teoría de la inflación (de Starobinski, Guth, Linde, Steinhardt, Mukhanov...) consiste en dotar al universo de una $\Lambda(t)$ “dinámica”, que inicialmente domine su evolución y varíe lentamente con t : $\Lambda(t) \approx \Lambda$. La ecuación (5), con Λ dominante, es $H = \dot{a}/a = \sqrt{\Lambda/3}$. Su solución: $a_f = a_i \exp[H(t_f - t_i)]$, con $\{t_i, t_f\}$ el intervalo en que $\Lambda(t) \approx \Lambda$. El horizonte de la ecuación (10), a $t = t_f \gg t_i$, es $d_A(t_i, t_f) \approx cH^{-1} \exp[Ht_f]$: tan “exponencialmente grande” como uno desee. Si, como veremos, la inflación es condición inicial de un Big Bang “clásico”... ¡se arregló todo!

El horizonte causal (una peca de la figura 3d, inflada) es mucho mayor que el horizonte desde el que nos llega la RF, el círculo (azul). Como $a(R)$ creció tanto, la ecuación (3b) nos dice que $\Omega \rightarrow 1$:

Siguiendo un gran círculo en la bóveda celestial, deberíamos ver $\theta^{-1} \sim 33$ pecas de temperatura distinta. Y no es así. Rehaciendo el anterior párrafo veríamos que el problema se agrava (!) en el caso estático, $a(t) = a_0$. Y se resuelve en el “superlumínico” $a(t) \propto t^\alpha$, $\alpha > 1$. Esta es la segunda pista inflacionaria que doy.

En el plasma anterior a t_R , dominado (numéricamente) por fotones, las ondas de presión se propagan a la velocidad del sonido relativista $c_s \lesssim c/\sqrt{3}$ (la desigualdad se debe a la inercia de los núcleos). El “horizonte acústico” a $t = t_R$ subtiende una distancia angular $\sim \chi_R c_s/c$. Si el plasma ha vibrado a $t < t_R$, el máximo de las consecuentes variaciones de densidad (y de la temperatura de su radiación) debería corresponder a un ángulo $\theta_a \sim \theta/\sqrt{3} \sim 1^\circ$, con picos armónicos. Las observaciones, véase la figura 2, concuerdan bien con esta estimación. La línea (verde) de la misma figura es impresionante, aun siendo un ajuste con 6 parámetros. Corresponde al modelo estándar: Λ CDM ($\Lambda +$ materia oscura fría). Oscura significa que interacciona sólo gravitacionalmente. Fría, que la temperatura de sus constituyentes es inferior a su masa. Oscura es, sobre todo,

el universo es crítico y plano, las esferas de las figuras 3b, c, d se salen de la página. Durante la inflación la densidad de radiación, materia, monopolos magnéticos primordiales, and what not, se diluyó exponencialmente. No son necesarias la homogeneidad y geometría 3D uniforme que supusimos: como una sábana arrugada que uno estirase, la inflación lo “planchó” todo. Queda por ver cómo salirnos de ésta (la inflación).

Como el de Higgs, el “inflatón”, ϕ , sería un campo escalar (de espín 0) que impregnase el “vacío”. Su energía potencial de auto-interacción, $V[\phi]$, puede ser tan sencilla como $V = m_\phi^2 \phi^2/2$, con m_ϕ la masa del inflatón. $V[\phi]$ es una densidad de energía del vacío, correspondiente a una “constante” cosmológica $\Lambda(t) = 8\pi G V[\phi(t)]$ —la inflación borra una posible dependencia espacial, $\phi(\vec{x})$; basta considerar $\phi(t)$. No deduzco la ecuación que rige la evolución de $\phi(t)$ en un espacio en expansión, que es intuitiva:

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + dV/d\phi = -\Gamma\phi. \tag{12}$$

Con sólo el primer y tercer término, tenemos un oscilador —armónico si $V = m_\phi^2 \phi^2/2$. En $3H\dot{\phi}$, el 3 son las dimensiones espaciales, el resto una fricción de expansión, proporcional a la “velocidad” $\dot{\phi} \equiv d\phi/dt$. La otra fricción, $\Gamma\phi$, refleja que ϕ puede estar acoplado a otros campos. Si las partículas que dichos campos describen son más ligeras que el inflatón, este se desintegraría en aquellas con una “anchura” Γ , el inverso de la vida media del inflatón.

Sin gran esfuerzo, los parámetros $\phi(t)$, m_ϕ y Γ pueden escogerse tales que, en la escala temporal H^{-1} , la “bola” $\phi(t)$ de la figura 4 rueda lentamente: $\ddot{\phi}$ y $\Gamma\dot{\phi}$ despreciables y $\Lambda(t) \approx \Lambda$. Y esto durante tantos “e-foldings” —factores e en $\exp[H(t_f - t_i)]$ — como las observaciones exijan. Pasado mucho tiempo ($\sim 100 H^{-1} \sim 10^{-32}$ s en casos típicos), la bola llega a la zona (b) de la figura y oscila, $\ddot{\phi}$ ya no es despreciable. Como para una bola cuyo rozamiento calienta la vasija en la que oscila, el valor medio de $|\phi(t)|$ disminuye ($\Gamma \neq 0$) y el universo se “recalienta” [7]: nacen el resto de las partículas, ya sean las del modelo estándar y la materia oscura, o sus ancestros.

Este escenario tiene un bonus más. El estado inicial es un campo en un sólo estado: su entropía es nula. Otro ahorro para el hipotético demiurgo. La pantagruélica entropía que el universo tiene (incluso en su diminuta fracción hoy visible) se generó espontáneamente.

Subrepticamente he supuesto que $V[\phi = 0]$ es nulo o despreciable: $\Lambda \approx 0$ a la salida de la inflación. Caro pagaremos este despiste. La gravedad, como vimos y no como otras fuerzas, “sabe” de densidades de energía, como $V[\phi]$, y no sólo de diferencias de potencial. Podría haber añadido una constante a $V[\phi]$ y todo sería distinto.

Predicciones inflacionarias

Henos aquí con un universo disparatadamente homogéneo. ¿De dónde provienen las irregularidades de la RF y las “estructuras”: planetas, galaxias etc.? La inflación responde a la pregunta, aunque en la evolución tardía y no-lineal la materia oscura juega un rol que no discutiré.

El “horizonte inflacionario” es la máxima distancia, $d_F(t_1)$, a $t = t_1$, desde la que llegará información causal en el lejano futuro, $d_F(t_1) = a(t_1) \chi(t_1, \infty)$ en la notación de la ecuación 10 [8]. En un Λ CDM $d_F \rightarrow \infty$. Durante la inflación $a(t) = a(t_1) \exp[H(t - t_1)]$ y $d_A = c/H$ ¡fijo! Verdadero horizonte: más allá de él nada llega.

Todo campo es cuántico y el inflatón no es una excepción. Como tal, puede fluctuar alrededor de su valor clásico, $\varphi(t) = \varphi_{cl}(t) + \Delta\varphi(t, \vec{x})$, siendo φ_{cl} el campo de la anterior sección. Muy *chapucera* (los detalles son demasiados), φ , durante la inflación, está metido en una caja causal de dimensión fija d_A y la incertidumbre de Heisenberg implica $\sqrt{\langle \Delta\varphi(\vec{x})^2 \rangle} \sim d_A^{-1} \sim H$. Estas fluctuaciones se traducen en variaciones de $V[\varphi]$ y, por tanto, de la densidad de energía. Vistas en la RF, son pecas como las de la figura 3d, reinterpretadas ahora como fluctuaciones sobre un fondo uniforme. **¡Los más grandes entes observables nacieron como fluctuaciones cuánticas!** El “cuántico” implica que las irregularidades de la RF son, como las observadas, “gaussianas”: hay correlaciones entre dos direcciones... y no tres o más.

Hay “pecas”, como la 1 de la figura 3d, que pasaron el creciente horizonte azul antes de las que vemos como RF. Estando más cerca que la fuente de la RF, las vemos más “viejas”. Si corresponden a excesos de densidad de materia —oscura y ordinaria— han tenido tiempo (como los átomos en la recombinación) de separarse de la expansión global y llegar a ser galaxias, planetas y lectores de la REF.

La inflación correctamente predice que $\Delta\varphi(k)$ —la transformada de Fourier de $\Delta\varphi(\vec{x})$ — es $\Delta\varphi(k)^2 \propto k^{n-1}$, sin escalas privilegiadas y con $n \approx 1$. También la polarización lineal de la RF, correlacionada con las inhomogeneidades de temperatura, es la predicha.

La inflación también vaticina ondas gravitacionales primordiales, en principio observables. Serían el aldabonazo máximo para esta teoría. Hoy por hoy aun no está claro si han sido recientemente detectadas por BICEP2.

El agua-{fiestas cosmológicas}

El espacio relativista es tetradimensional y un “suceso” sucede en un “punto” $x^\mu = (t, \vec{x})$. El “intervalo” entre dos puntos cercanos es $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$, con los índices repetidos sumados y g , en ausencia de gravitación, la matriz 4×4 diagonal $\text{Diag}\{1, -1, -1, -1\}$. En RG, la estructura del espacio-tiempo (la métrica, g) depende de las “fuentes” de gravedad que

se hallen presentes. En un campo débil, por ejemplo, a una distancia r de una masa M , $g_{00} \approx 1 + 2GM/r$. De ahí que los GPS tengan esto en cuenta.

La fuente gravitatoria en RG es $8\pi G T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}$ con Λ ya definida y $T_{\mu\nu}$ el *tensor de energía-impulso*. Para un objeto de {energía, impulso} $p_\mu \equiv \{E, \vec{p}\}$, $T_{\mu\nu} = p_\mu p_\nu \delta^3[\vec{x} - \vec{x}(t)]/E$, con $\vec{x}(t)$ su trayectoria [9]. Einstein añadió Λ a $T_{\mu\nu}$, la única posibilidad compatible con la RG. Puede interpretarse Λ como una rareza de la RG, o como proporcional al $T_{\mu\nu}$ de un campo escalar que permea el vacío con una densidad de energía no nula. Aunque el factor de escala, $a(t)$ varíe, la métrica de un universo homogéneo, $g_{\mu\nu}$, no lo hace. Por ende, el término Ω_Λ^0 en la ecuación (7) no varía con y . ¡La densidad de energía del vacío no se diluye con la expansión!

En unidades naturales $G = 1/M_p^2$, $M_p \approx 10^{19}$ GeV [10]. Como G dicta la escala de las ecuaciones de la RG, cabría esperar que la densidad “natural” del vacío fuese $\rho_0 \sim M_p^4$. La consiguiente constante cosmológica sería $\sim 10^{120}$ veces la observada: $\Lambda_0 8\pi G \Omega_0 \rho_0$, ver la Tabla 1. Tras la inflación, el universo habría sufrido otras transiciones de fase, en las que ρ_0 cambió. Por ejemplo, el mecanismo de Higgs (y otros) —responsable de las masas de las partículas elementales— invoca una transición en la que el campo de Higgs evoluciona de manera parecida al inflatón de la figura 4. El correspondiente salto es $\Delta\Lambda[\text{Higgs}] \sim 10^{56} \Lambda_0$.

La densidad energética del vacío, tenemos pues, habría dado saltos de “altura” colosal, para acabar aterrizando en su diminuto —pero no nulo— valor presente. Absurdo. Como frente al éter “newtoniano” del siglo XIX —que no era invariante relativista, a diferencia del “vacío” no vacío que he discutido— estamos en la inopia. Situación idónea para cualquier físico que goze de un empleo estable, aunque sea en una oficina de patentes.

A. De Rújula acknowledges partial support from the European Union FP7 ITN INVISIBLES (Marie Curie Actions, PITN-GA-2011-289442). También agradezco a José Adolfo de Azcárraga sus pacientes comentarios, consejos y apoyo.

Notas

[1] En esta “recombinación” electrones y núcleos de un mismo átomo se “separan” de la expansión, adquiriendo los átomos su dimensión fija con la que cotejar la aún creciente distancia entre ellos. Estrellas, galaxias, cúmulos y supercúmulos se han ido posteriormente “separando”.

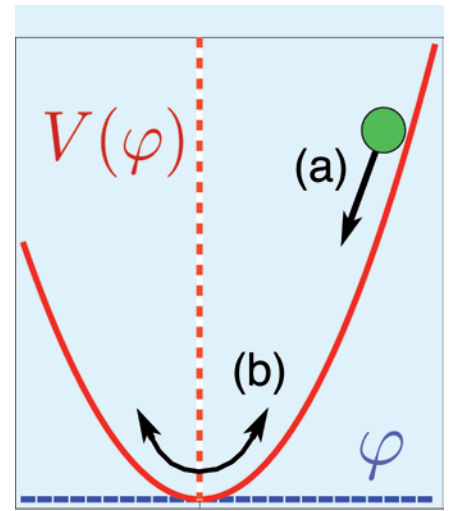


Fig. 4. Potencial y evolución del inflatón $\varphi(t)$. (a) Lento rodar inflacionario. (b) Oscilación y recalentamiento.

- [2] Emplearé a veces unidades en las que la velocidad de la luz es $c = 1$. Un segundo (s) son 9192631770 períodos de la transición hiperfina del estado fundamental del ^{133}Cs . Como $c \approx$ un pie por nano-s, basta definir *exactamente* así “mi pie”, p , para que $c \equiv 1$ p/ns, con gran ahorro de Pt, Ir y unidades (en las mismas se expresan energías y masas o tiempos y distancias). La definición del metro es análoga a la de mi p . También, con la constante de Boltzmann $k_B = 1$, la temperatura tiene unidades de energía, e.g. eV. Asimismo usaré una constante de Planck $\hbar \equiv h_p / (2\pi) = 1$: energías y tiempos inversos tienen las mismas unidades.
- [3] Un lector apasionado puede llamar τ_1 (τ_2) al período de una onda emitida (recibida) a $t = t_1$ (t_2) en la ecuación (10) y, a d_A fijo, comprobar esta afirmación.
- [4] Con $\Omega = 1$ evito que en el futuro ($\gamma < 1$) domine $(1 - \Omega)\gamma^2$.
- [5] T_R es menor que la energía de ionización del H, E_B : el universo contiene unos 3×10^9 fotones por electrón y basta su “cola” térmica $\sim \text{Exp}[-(E_B/2)/T_R]$ para ionizarlo.
- [6] A $t < t_R$ el tiempo puede definirse en función de la temperatura o de la distancia media entre dos electrones, o como la cadencia de una reacción dada, e.g. $e\gamma \leftrightarrow e\gamma$. ¡0 como el parámetro que relaciona estas y/u otras cosas!
- [7] “Re” en re-combinación de electrones y núcleos y en recalentamiento del universo quiere decir que es la primera vez que pasó. Los cosmólogos son como son.
- [8] Una discusión minuciosa de cómo las fluctuaciones cuánticas salen del horizonte inflacionario, se “congelan” y vuelven a entrar en el horizonte post-inflacionario y a evolucionar... requiere más espacio del que dispongo.
- [9] Moviendo un objeto o mirándolo desde distintos sistemas inerciales, vemos variar E y \vec{p} , pero con $p^2 = E^2 - |\vec{p}|^2 = m^2$ fijo. La masa es invariante. Usar $E = m$ —más conocida como $E = mc^2$ y falsa excepto en reposo— para concluir, con un juvenil Einstein, que “la masa aumenta con la velocidad” sería confundir $= e \equiv$.
- [10] M_p es la “masa de Plank”, quien introdujo parte de las “unidades naturales”. Añadiendo $M_p = 1$ toda cantidad es un mero número, ¡cuanto ahorro en conversiones!

A. de Rújula

Instituto de Física Teórica (UAM/CSIC),
Univ. Autónoma de Madrid,
Physics Department, CERN