

# Inflación y el universo primigenio

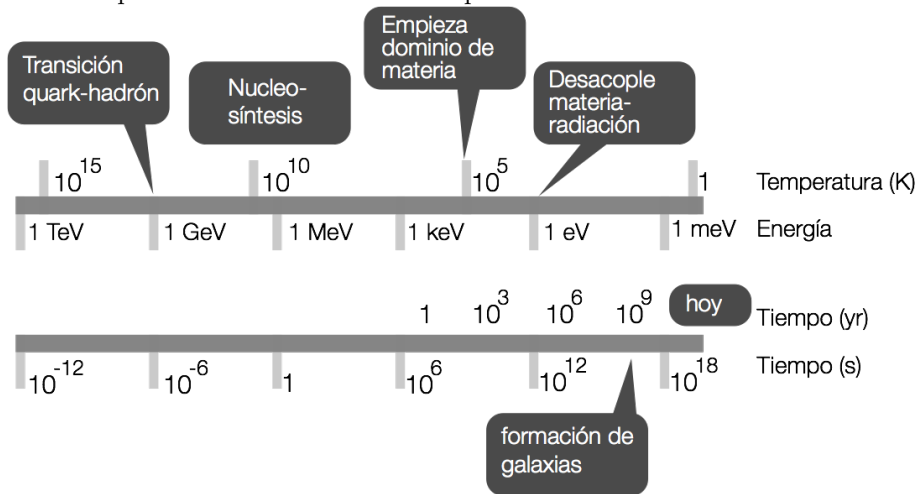
André Oliva

Julio 2015

Problemas especiales de cosmología, Dr. rer. nat. Francisco Frutos Alfaro.  
Universidad de Costa Rica.

## 1 Breve historia térmica del universo

**Diagrama.** Para comprender los eventos más importantes en la historia térmica del universo se ha construido el siguiente diagrama con base en [6, fig. 11.1]. Nótese cómo la radiación cósmica de fondo, que surge del desacople de materia y radiación, ocurre en una época relativamente tardía,  $\sim 370000$  años después del Big Bang. Esto limita considerablemente nuestro conocimiento observacional de épocas anteriores a este desacople.



**Radiación cósmica de fondo.** La ley de Hubble implica que todas las galaxias estaban unidas en algún momento, y en equilibrio termodinámico con la materia. Esta radiación tiene que haber sido de cuerpo negro. [6, §10.5]. Mientras el universo se expandía, en algún momento la materia se separ  de la radiación (*desacople*), y dej  de estar en equilibrio térmico con ella. Esta radiación — llamada *radiación cósmica de fondo* o *CMB*— sin embargo, continu  enfriándose con la expansión del universo, y su valor actual, con el tamaño actual  $a_0$  es de  $T_0 = 2.73$  K. Para ver cómo esta temperatura cambia con el factor de escala  $a$ , debemos observar que la densidad de energía de la

radiación es  $\rho_\gamma = \sigma_B T^4 / c^2$   $\{SI\}$ .<sup>(1)</sup> Como explicamos en el ensayo "Modelo sencillo de la expansión del universo", la densidad de la radiación cae con  $a^{-4}$ , con lo que  $\rho_\gamma = \rho_0 (a_0/a)^4 \implies \sigma_B T^4 / c^2 = \rho_0 (a_0/a)^4 \implies T \propto 1/a$ .

## 2 Problemas de la cosmología clásica

La cosmología clásica está basada en las condiciones actuales del universo. Este modelo sencillo describe adecuadamente el universo hasta un segundo después del Big Bang, pero no es adecuado para los estadios primigenios del universo. La razón primordial por la que el estudio de estos estadios es tan difícil es que las leyes físicas conocidas no se cumplen en la singularidad inicial, por lo que llega un punto más allá del cual es imposible extrapolar.

### 2.1 Problema del horizonte

La radiación cósmica de fondo (CMB) es uniforme en una parte en  $10^5$  [5, p. 2]. Como explicamos en §1, la CMB se produjo en la época del desacople entre la materia y la radiación, tiempo que llamaremos  $t_d$ . La época actual la llamaremos  $t_0$ .

Actualmente observamos la radiación venir desde una cierta distancia  $l(t_0)$  de forma isotrópica. La temperatura de la radiación en el momento del desacople se estima en  $T(t_d) = 3000$  K. El parámetro de corrimiento al rojo  $z$  se define como [4, ec. 2.56]

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}}$$

y se relaciona con el factor de escala como [4, ec. 2.57]

$$1 + z = \frac{a_0}{a(t_{em})}$$

podemos calcular  $1 + z$  para el tiempo de desacople:

$$1 + z = \frac{a_0}{a(t_d)} = \frac{T(t_d)}{T(t_0)} = \frac{3000 \text{ K}}{2.7 \text{ K}} = 1100 \quad (2.1)$$

Al conocer el parámetro de corrimiento al rojo se puede determinar su separación de nosotros, es decir, se puede utilizar como medición de distancia, utilizando que [4, ec. 2.65]

$$l(z) = a_0 \chi(z) = \int_0^z \frac{dz}{H(z)} \{P\} \quad (2.2)$$

Para un universo plano dominado por materia, tenemos que [4, ec. 2.66]

$$t(z) = \frac{2}{3H_0} \frac{1}{(1+z)^{3/2}}; \quad l(t_0) = 2H_0^{-1} \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}} \right] \{P\} \quad (2.3)$$

---

<sup>1</sup>Para marcar las diferencias de sistemas de unidades, utilizaremos  $\{SI\}$  para denotar una ecuación que esté escrita en el sistema internacional y  $\{P\}$  para una ecuación con el sistema de unidades naturales o planckianas.

Sustituyendo los valores numéricos, queda que  $l(t_0) \approx 28.2 \cdot 10^9$  ly. Extrapolamos hacia atrás con el factor de escala para obtener, en el tiempo del desacople,

$$l(t_d) = \frac{a(t_d)}{a(t_0)} l(t_0) \approx 2.56 \cdot 10^7 \text{ ly}$$

Podemos encontrar el horizonte en  $t_d$  haciendo  $z \rightarrow \infty$  en (2.3):

$$l_{\text{horiz}}(t_d) = 3ct_d \approx 1.1 \cdot 10^6 \text{ ly}$$

con lo cual

$$\frac{l(t_d)}{l_{\text{horiz}}(t_d)} \approx 23$$

Este es el problema del horizonte o de la homogeneidad: ¿cómo es posible que la radiación cósmica de fondo sea tan homogénea si cuando se originó las partículas estaban separadas por al menos  $2 \times 23 = 46$  horizontes? Es decir, si no hay forma de comunicarse (conexión causal), ¿cómo puede ser la CMB tan uniforme? En otras palabras, cuando se originó la CMB, ni siquiera la luz era tan rápida como para que todas las regiones de la materia-energía en el espacio se pusieran de acuerdo en emitir radiación con prácticamente la misma temperatura y distribución.

## 2.2 Problema de planitud

Este problema es más simple de formular: ¿porqué  $\Omega_0 \approx 1$ ? Es decir, ¿por qué el universo es tan plano? El problema con que sea plano es que es una situación de equilibrio muy inestable. Un poco más o menos de materia, de energía oscura o radiación al principio del universo hubiera tenido un resultado totalmente diferente al universo que vemos hoy en día.

El satélite Planck nos proporcionó un valor de  $\Omega$  en la actualidad de [5, cap. 1]

$$\Omega_0 - 1 = -0.0010 \pm 0.0065$$

Con esto, la pregunta es ¿con cuánta precisión deberíamos saber el parámetro  $\Omega$  un segundo después del Big Bang (límite en el que el modelo estándar funciona) para obtener este valor hoy en día? O, en otras palabras ¿cuánta tolerancia admite la mezcla de ingredientes para obtener el universo actual? (De aquí es que también se le llama el *problema de las condiciones iniciales*)

Para determinar esto, vamos a fijar una cantidad en particular,  $(\Omega - 1)/\Omega$ , que básicamente es el error de  $\Omega$  respecto a 1. Las mediciones actuales ponen un límite superior de 0.1, es decir,  $|(\Omega - 1)/\Omega| < 0.1$ .

La segunda cosa que vamos a hacer es rescribir la ecuación de Friedmann

$$H^2 = \frac{8\pi}{3} G\rho - \frac{kc^2}{a^2} \{SI\} \quad (2.4)$$

con los cambios de variable [1]

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad \Omega = \frac{\rho}{\rho_c}, \quad aT = \text{const}, \quad A = \frac{3kc^2}{8\pi G a^2 T^2} \approx \text{const}$$

y queda

$$\frac{\Omega - 1}{\Omega} = \frac{AT^2}{\rho} \quad (2.5)$$

Ahora, debemos hacer varios cálculos de extrapolación, puesto que el universo ha pasado por dos fases bastante distintas: la de dominación de radiación ( $1 \text{ s} < t < 50\,000 \text{ yr}$ ) y la de dominación de la materia  $50\,000 \text{ yr} < t < \text{hoy}$ .

Entonces, vamos a extrapolar durante la era de dominación de la materia, donde [6, §10.6]  $a(t) \propto t^{2/3}$ ,  $T \propto 1/a$ ,  $\rho \propto 1/a^3$ :

$$\frac{\Omega - 1}{\Omega} \propto a \propto t^{2/3}$$

$$\left(\frac{\Omega - 1}{\Omega}\right)_{50\,000 \text{ yr}} \approx \left(\frac{50\,000 \text{ yr}}{13.8 \cdot 10^9 \text{ yr}}\right)^{2/3} \left(\frac{\Omega_0 - 1}{\Omega_0}\right) \quad (2.6)$$

Ahora extrapolamos durante la era de dominación de la energía, donde [6, §10.7]

$$a \propto t^{1/2}; \quad T \propto 1/a; \quad \rho \propto 1/a^4$$

$$\frac{\Omega - 1}{\Omega} \propto a^2 \propto t$$

$$\left(\frac{\Omega - 1}{\Omega}\right)_{1 \text{ s}} \approx \left(\frac{1 \text{ s}}{50\,000 \text{ yr}}\right) \left(\frac{\Omega - 1}{\Omega}\right)_{50\,000 \text{ yr}} \quad (2.7)$$

Combinando (2.6) y (2.7), obtenemos

$$|\Omega - 1|_{t=1 \text{ s}} < 10^{-18}$$

Lo que significa que si la mezcla de ingredientes del universo hubiera sido diferente por una cantidad minúscula (una parte en  $10^{18}$ ), hoy tendríamos un universo totalmente diferente, pues definitivamente no sería tan plano como en la actualidad.

En la época en la que Alan Guth escribió su artículo original sobre la inflación, 1981, los datos del satélite Planck no se conocían, sino que se habían puesto límites sobre  $\Omega$  tales que  $0.1 < \Omega < 2$ , sin embargo, ya con esos valores es suficiente para tener este problema.

## 2.3 Soluciones a los problemas

Hay dos posibles rutas para tomar a partir del conocimiento de estos problemas: el primero es suponer que el universo ha sido siempre homogéneo e isotrópico desde su inicio (condiciones muy específicas), y el otro es suponer que las condiciones iniciales del universo no fueron siempre homogéneas e isotrópicas.

Otro problema del que no hemos hablado surge solamente si "creemos" en las teorías de gran unificación (GUT), que predicen que debería haber gran abundancia de monopolos magnéticos, cosa que no vemos hoy en día (al punto de decir en la teoría clásica del electromagnetismo que simplemente no existen por  $\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{B}} = 0$ )

# 3 Inflación

## 3.1 Idea principal

Arruinando toda la sorpresa de más adelante, la inflación es un período (breve o prolongado) de expansión exponencial del universo. El problema del horizonte se resuelve rápidamente porque

previo a la inflación había conexión causal entre la materia-energía que produjo la CMB, de tal manera que la inflación es la responsable de romper la conexión causal. Por otro lado, una expansión exponencial produce un universo cada vez más plano. Eso significa que aún si el universo no tenía la combinación correcta de ingredientes para que se vea plano hoy, la inflación produce un universo bastante plano. Por último, la inflación diluye grandemente la presencia de monopolos magnéticos a aprox. uno por horizonte, de forma que es por eso que la gran cantidad de estos monopolos no se detecta hoy en día.

### 3.2 Termodinámica de dos vacíos

Supongamos que tenemos un pistón con un "falso vacío" (término que usó Guth, [1]), que contiene una gran cantidad de densidad de energía pero no tiene partículas (por eso es vacío), y está rodeado por un vacío que tiene energía cero (este vacío no existe en la realidad). Si se intenta halar el pistón de forma que se incremente el volumen de su parte interior, hay que hacer un trabajo, porque el vacío tiene presión negativa respecto a su entorno. Entonces la energía del falso vacío se puede relacionar con el trabajo hecho para su expansión:

$$dE = -pdV$$

pero  $E = \rho V$  y  $V \propto a^3$ , por lo que [4, ec. 1.64]

$$d\rho = -3(\rho + p)d(\ln a)$$

o bien, [4, ec. 1.65]

$$\dot{\rho} = -3H(\rho + p) \quad \{P\} \quad (3.1)$$

### 3.3 Inflatón

La inflación puede aparecer como consecuencia de la existencia de un campo escalar clásico  $\phi$  que tiene un potencial  $V(\phi)$ . La idea es que este campo clásico tenga un análogo cuántico en, por ejemplo, la ecuación de Klein-Gordon, para atribuir la inflación a una partícula llamada *inflatón*. El tensor de energía-momento está dado por [4, ec. 1.56]

$$T_{\beta}^{\alpha} = \phi^{,\alpha}\phi_{,\beta} - \left( \frac{1}{2}\phi^{,\gamma}\phi_{,\gamma} - V(\phi) \right) \delta_{\beta}^{\alpha} \quad \{P\}$$

donde las comas son derivadas parciales. Si el campo es homogéneo, tenemos [4, ec. 1.59]

$$\rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi); \quad p = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) \quad \{P\} \quad (3.2)$$

En este campo escalar, tenemos, en general,  $w = p/\rho$ , pero  $w = -1$  para el falso vacío. Ahora, sustituyendo (3.2) en (3.1), o utilizando la ecuación de Klein-Gordon, se obtiene la ecuación del movimiento del campo: [4, ec. 5.24]

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{\partial V}{\partial \phi} = 0 \quad \{P\} \quad (3.3)$$

esta ecuación se utiliza en conjunto con la ecuación de Friedmann

$$H^2 = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) \right) \quad \{P\} \quad (3.4)$$

Ahora bien, ¿qué es el inflatón? No hay un candidato sólido para la respuesta. Puede tratarse de un campo escalar fundamental o un condensado fermiónico descrito en términos de un campo escalar.[4, §5.6] Puede ser también que la gravedad misma contenga este campo escalar, y que la gravedad de Einstein sea solamente una aproximación a bajas curvaturas. Por ejemplo, una acción que contenga mayores potencias de los invariantes de curvatura [4, ec. 5.107]

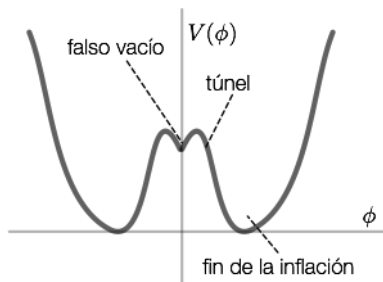
$$S = -\frac{1}{16\pi} \int (R + \alpha R^2 + \beta R_{\mu\nu} R^{\mu\nu} + \gamma R^3 + \dots) \sqrt{|g|} d^4x$$

puede conducir a la inflación [4, §5.6]

### 3.4 Inflación antigua

La inflación antigua u original fue propuesta por Alan Guth en 1981 [1], pero varios de sus ingredientes ya fueron conocidos desde los años 70, así como la idea de que ocurriera gracias a transiciones de fase de un estado de vacío superenfriado [8, §1, p. 3]. Otros (Linde, Chibiso, Starobinsky), ya habían propuesto entre 1978-1980 modelos del tipo inflacionario; e incluso el de Starobinsky no tenía el problema de la "salida con gracia", y predecía ondas gravitacionales con espectro plano [8, §1, p. 3].

El modelo de Guth era mucho más sencillo y tenía una motivación mucho más clara, aunque sí sufría del problema de la "salida con gracia", que se trata de cómo unir el período inflacionario con el resto de la evolución del universo ya conocida en el modelo estándar.



Consideremos un potencial como el de la figura, con un mínimo local. El mínimo es un estado estable. Como la energía no puede bajar más, se trata de un vacío, al que Guth llamó *falso vacío*. Uno puede imaginarlo como un estado de "vacío pesado" [8, §1], tal que si se expande, puesto que no hay partículas sino que es vacío, la densidad de energía permanezca constante (energía oscura/constante cosmológica). Para que la inflación se detenga, se necesita subir al máximo local y luego bajar al mínimo absoluto. Esto ocurriría por el efecto túnel.

En su artículo original, Guth no usó nunca el potencial, sino que utilizó muchos más argumentos termodinámicos. Por ejemplo, que la asunción de adiabaticidad del modelo estándar fuera grandemente incorrecta, es decir, que [1, ec. 3.1]

$$S_p = Z^3 S_0$$

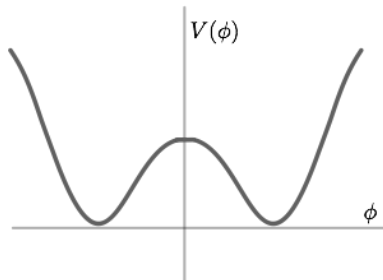
donde  $S_p$  es la entropía hoy,  $S_0$  es la entropía inicial y  $Z$  es un factor enorme, del orden de  $Z > 10^{27}$  [1, ec. 3.2, ec. 3.3]. Primero, demostró que con ese factor ambos problemas (horizonte y planitud) desaparecen. El universo inflacionario es el escenario que permite tal producción de entropía.

El escenario desde el punto de vista termodinámico es como sigue: el universo sufriría una transición de fase en alguna temperatura crítica  $T_c$ . Se formarían burbujas de la nueva fase a

medida que el universo se enfría, pero esta formación de burbujas requiere que la transición sea lenta, cosa que se descarta. Entonces, el universo se sobreenfría en la fase de alta temperatura, en una temperatura  $T_s \ll T_c$ . Cuando al fin se produce el cambio de fase, se libera el calor latente y el universo se recalienta a una temperatura  $T_r \sim T_c$ . Con ello, la entropía aumenta en un factor de  $(T_r/T_s)^3$ , y puede decirse que  $Z \approx T_r/T_s$ . La idea de Guth es que si el universo se sobreenfría por 28 órdenes de magnitud bajo la temperatura crítica, los problemas de planitud y horizonte desaparecen.[1, p. 4]

El problema principal del modelo de Guth es que la formación de las burbujas de la nueva fase conduce a un universo extremadamente inhomogéneo, lo cual es inaceptable.

### 3.5 Inflación nueva



En la inflación nueva propuesta por Andrei Linde, el potencial tiene una forma más sencilla y más especial. La idea es que en el momento en el que inicia la inflación el potencial se encuentre en el máximo local (estado de falso vacío) y tenga un deslizamiento suficientemente lento hasta  $V = 0$ . El máximo local es localmente plano, de forma que el equilibrio sea estable, pero que basten fluctuaciones cuánticas para desencadenar el mecanismo de inflación.

La inflación nueva puede funcionar, pero no explica la homogeneidad del universo. Es decir, el estadio más temprano del universo tiene que haber contemplado el equilibrio térmico.

Aunque no se resuelvan analíticamente las ecuaciones (3.4) y (3.3) para un potencial particular, es importante ver que al principio, la inflación se parecía mucho al espacio-tiempo de De Sitter. Esto se da por el teorema/conjetura cosmológico del no pelo (o de la calvicie), que dice que para  $p = -\rho c^2 SI$ , con  $\rho > 0$ , cualquier sistema evoluciona de forma que localmente se parezca a un espacio-tiempo de expansión exponencial. Al tener expansión exponencial, es fácil ver que el primer término del lado derecho de (2.4) permanece constante mientras el segundo término del lado derecho disminuye rápidamente. Esto produce un  $\Omega \rightarrow 1$  con el que se resuelve el problema de la planitud.

Utilizando el espacio de De Sitter, podemos calcular algunos números. Primero, de la métrica de FLRW, la distancia radial que la luz viaja desde un tiempo  $t_1$  hasta un tiempo  $t_2$  es

$$\Delta r(t_1, t_2) = \int_{t_1}^{t_2} \frac{c}{a(t)} dt$$

en un espacio-tiempo de De Sitter,  $a(t) = a_1 e^{\chi t}$  con  $\chi = \sqrt{8\pi G \rho_f / 3}$ , donde  $\rho_f$  es la densidad del falso vacío y  $a_1$  es una constante. Ahora, integramos

$$\Delta r(t_1, t_2) = \frac{c}{a_1 \chi} [e^{-\chi t_1} - e^{-\chi t_2}]$$

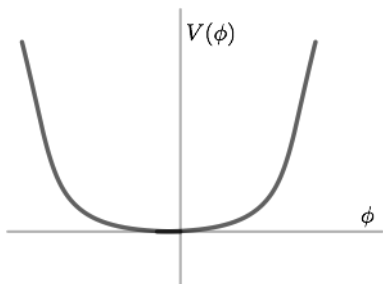
Ahora bien, si hacemos  $t_2 \rightarrow \infty$ , vemos que  $\Delta r = (c/(a_1 \chi)) e^{-\chi t_1}$ . Eso significa que hay dos puntos en el espacio tales que la luz jamás llega: estos son horizontes de eventos.

Para estimar la densidad de energía del falso vacío vamos a utilizar la intensidad de interacción predicha por las teorías de gran unificación,  $E_{GUT} = 10^{16}$  GeV. Con análisis dimensional, es posible ver que  $\rho_f \approx E_{GUT}^4/(\hbar^3 c^5) \approx 2.3 \cdot 10^{81}$  g/cm<sup>3</sup>. Esto nos da una  $\chi^{-1} \approx 2.8 \cdot 10^{-38}$  s, y  $c\chi^{-1} \approx 8 \cdot 10^{-28}$  cm. Estimemos que un parche del universo de tamaño  $c\chi^{-1}$  termine al final de la inflación de un tamaño de 1 cm. Entonces, en la actualidad, ese parche tendría un tamaño de

$$\frac{10^{16} \text{ GeV}}{k_B \times 2.7 \text{ K}} \times 1 \text{ cm} = 45 \cdot 10^9 \text{ ly}$$

mayor que el tamaño del universo observable. Eso significa que el efecto de la inflación es el cambio de las condiciones iniciales del modelo estándar, y que el factor de escala ya no puede normalizarse con el factor de escala actual del universo visible. Sin embargo, aparte del valor en sí del factor de escala, la evolución del universo sigue igual.

### 3.6 Inflación caótica



Fue hasta 1983 que Linde propuso un modelo más general de la inflación, donde una gran variedad de potenciales, incluyendo los más simples de la forma  $V(\phi) \sim \phi^n$ , pueden originar inflación, y esta aparece también a pesar de que el universo haya tenido condiciones iniciales caóticas [2, p. 2]. Basta que el potencial tenga una región suficientemente plana.

En la inflación caótica, la descripción clásica del universo se vuelve posible solo después del tiempo de Planck ( $t \sim t_p \sim M_p^{-1} \{P\}$ ). Antes de ese tiempo, se asume que el universo está en algún estado cuántico caótico [3]. Después de ese tiempo, deben existir dominios del espacio más grandes que  $M_p^{-1} \{P\}$  llenos con un campo homogéneo clásico  $\phi \gtrsim M_p$ . En su artículo, Linde propone un potencial de la forma  $\frac{1}{4}\lambda\phi^4$ , con  $\lambda$  una constante. En ese caso se produce una inflación en la que el factor de escala se incrementa como  $\sim \exp(2\pi\phi^2/M_p^2)$  lo que significa que el volumen físico del universo se debe en una gran medida a la expansión de dominios donde  $\phi \gg M_p$ , no dominios de  $\phi < M_p$  [3]. Es decir, si las condiciones son de alta energía y caos en un dominio, el universo se expandirá exponencialmente hasta que se vuelvan homogéneas e isotrópicas localmente. Es suficiente tener dominios pequeños isotrópicos y homogéneos que al final de la expansión exponencial se vuelvan mayores que la parte observable del universo.

### 3.7 Universos y multiversos

A principios del siglo 20, se introdujo la idea de "universos-islas" para describir a las galaxias, puesto que solamente la Vía Láctea era reconocida como universo visible. Otras hipótesis teóricas muestran al universo como una especie de "burbuja 4D", una de muchas (¿infinitas?) que pueblan un "multiverso". Eso no es lo que propone la inflación, puesto que la gran diferencia con la idea



de un multiverso es el origen de estos universos. En la idea del multiverso, cada universo tiene su origen y final de forma independiente. En el modelo inflacionario, todas las regiones de observación desconectadas por horizontes de eventos tienen un mismo origen, el Big Bang.

La pregunta aquí sería: ¿cómo llamamos a estas regiones o parches que se separaron durante la inflación? Bajo la terminología de universos-multiverso no podemos llamarlos *universos*, puesto que el universo es uno puesto que surgió del Big Bang. La propuesta sería reutilizar el término "universo-isla". Según el modelo inflacionario caótico, vivimos en un universo-isla que llamamos "universo observable", pero es apenas una minúscula fracción del universo físico.

### 3.8 Preguntas sobre el modelo inflacionario y su divulgación

El modelo inflacionario viene a resolver la serie de problemas que planteamos en las secciones anteriores. Resuelve la ignorancia de por qué las condiciones iniciales del universo son como son. Sin embargo, también es válido preguntarse si los problemas han simplemente cambiado de nombre, puesto que el hecho de que hayan numerosos "universos-islas" inaccesibles a nosotros imposibilita la completa confirmación de esta teoría. Es básicamente este motivo por el que existe un variado "menú de escenarios", unos tan buenos como los otros hasta que no haya forma alguna de discriminar entre unos y otros con datos observacionales.

Lo que conocemos es la parte cinemática de la evolución del universo desde aproximadamente un segundo después del big bang hasta la época actual, es decir, una adaptación teórica meramente descriptiva. Las teorías dinámicas sobre la expansión todavía necesitan mayor confirmación observacional. ¿Serán *la* respuesta a nuestras preguntas sobre el origen del universo o son meramente la adaptación que le hacemos a la parte fenomenológica para que forzosamente entre en nuestro modelo teórico? Y si nuestro modelo teórico tuviera algo fundamentalmente erróneo, ¿hasta qué punto es ético presentarlo casi como verdadero en la literatura de divulgación científica? ¿Y si de verdad "no existiera nada" más allá del universo visible? El punto es que hay que delimitar estrictamente el rango de validez del modelo, y todas las suposiciones que hacemos sobre él, y buscar cómo desarmar mediante la observación todas estas suposiciones. Y presentar en la literatura de divulgación los modelos como modelos, no como parte fundamental del aparato teórico más firme.

## 4 Alternativas a los modelos inflacionarios

La *Ekyrosis* es un escenario en el cual el universo es 5-dimensional y vivimos en una de dos "branas" 4D pesadas. En este escenario no se necesitaría una expansión "superlumínica" para resolver los problemas cosmológicos más importantes, pero sí se necesitan condiciones muy específicas. El *universo cíclico* es como la *ekpyrosis* pero utiliza una pequeña constante, que efectivamente actúa como fuente de inflación.[7].

## References

- [1] Guth, Alan (1981). "Inflationary Universe: A possible solution to the horizon and flatness problems". *Physical Review D*, Vol. 23, No. 2, 15 enero 1981.
- [2] Linde, Andrei (1990). *Particle Physics and Inflationary Cosmology*. [ArXiv:hep-th/0503203v1](https://arxiv.org/abs/hep-th/0503203v1)

- [3] Linde, Andrei (1983). "Chaotic Inflation". *Physics Letters*, Vol. 129B, No. 3,4, 22 septiembre 1983.
- [4] Mukhanov, Viatcheslav (2005). *Physical Foundations of Cosmology*. Cambridge University Press. ISBN 978-0-521-56398-7.
- [5] Rich, James (2009). *Fundamentals of Cosmology*. Springer. ISBN 978-3-642-02799-4
- [6] Choudhuri, Arnab Rai (2010). *Astrophysics for Physicists*. Cambridge University Press. ISBN 978-0-521-81553-6.
- [7] Linde, Andrei (2002). "Inflationary Theory versus Ekpyrotic/Cyclic Scenario".  
ArXiv:hep-th/0205259v1
- [8] Linde, Andrei (1990). *Inflationary Cosmology*. ArXiv:hep-th/0705.0164v2